ToRepo 富山大学学術情報リポジトリ
University of Toyama Repository

Title	富山大学工学部紀要，34，（全体）
Author(s)	富山大学工学部
Citation	富山大学工学部紀要, 34: 1-101
Issue Date	1983-03
Type	Other
Text version	publisher
URL	http://hdl.handle.net/10110/11956
Rights	

http://utomir.lib.u-toyama.ac.jp/dspace/

ISSN 0387-1339

富山大学工学部紀要

第34巻

Bulletin of Faculty of Engineering Toyama University

Vol. 34

1983

目　　次

1．論理関数の主項を計算機で高速に導出する手法―分割法について―……松田秀雄・宮腰　隆…… 1

2．方形波パルス電圧源による非線形磁化曲線をもつ鉄心の鉄損特性
……柳瀬秋夫・作井正昭・藤田　宏……10

3．アゾキシベンゼン-4.4′-ジカルボン酸の転位反応 ……嶋尾一郎……20

4．Mno, $MnFe_2O_4$の炭素熱還元における2,3の現象について……池田正夫・寺山清志……24

5．マイコンを用いた非線形関数発生器について……高瀬博文・中川孝之……29

6．制御系の初等的な諸問題に対するパーソナルコンピュータの利用について
……小川恵三・梅田浩司・舘喜美子・高瀬博文・中川孝之……36

7．硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（第1報）芯モデルによる解析
……近藤　敏・高田正二・伏間正一・赤壁節子・大井信一……45

8．硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（第2報）構造モデルによる解析
……近藤　敏・宮本豊暢・赤壁節子・大井信一……54

9．パーソナルコンピュータによるESCA測定の自動化 ……三宅　泉・丹保豊和・龍山智栄……64

10．熱伝導変分原理の一考察……古谷嘉志……69

11．Yuの熱伝導変分原理のステェファン問題への応用（英文）……古谷嘉志……76

12．電磁流体波動で誘発される不安定による上昇紅炎のモデル（英文）……坂井純一・西河謙一……80

13．昭和56年度修士論文概要一覧……92

論理関数の主項を計算機で高速に導出する手法

— 分割法について —

松田秀雄，　宮腰　隆

緒　　言

論理回路の自動設計では与えられた論理関数の主項(Prime Impicant)を高速に導出することがきわめて重要である。部分マップ法はそのための有効な手法であるが，ここでは，関数の真理値が与えられると，そのマップを分割して，より小さな変数のマップを作り，その関数の主項から，元の関数の主項を導出する，分割法を提案し，その有効性を明らかにする。すなわち，分割法は基本部分マップ法に比べ，計算時間を約40%程度までに短縮し，かつ，必要とする占有記憶量も相当量節約できるので，より多変数の関数の論理設計が可能となる。

1．理　　論

1.1　諸　定　義

1.1.1　部分マップ　　マップ上のセルは2進座標で表わされるが，これを1の数の少ない順に，同一数なら，2進数として小さい順に番号付けを行なう。図1は3変数のマップの例であるが，そのセル番号は図2のように2進ベクトルを並べた順序になっている。

セルjの座標で0をとる変数の否定リテラルの積項で表わされるマップ上の部分を部分マップjと呼びS_jと記す。3変数のマップとして，例えば図1の(b)を用いれば，各部分マップS_jは図3のように二重わく線で囲んだ部分で表わされる。すなわち，部分マップS_8はセル8の座標が（1,1,1 ）で否定リ

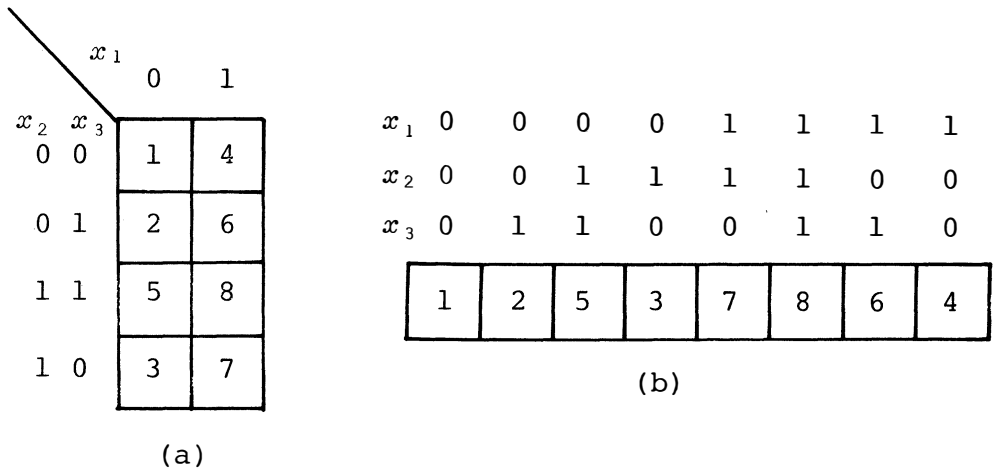


図1　3変数のマップの例

セル番号	2進ベクトル x_1	x_2	x_3
1	0	0	0
2	0	0	1
3	0	1	0
4	1	0	0
5	0	1	1
6	1	0	1
7	1	1	0
8	1	1	1

図2　ベクトルの並べ方

テラルがないので，このときだけ特別に，S_8＝マップ全体とする。S_7はセル7の座標が（1,1,0）であるから，$S_7=x'_5$，と表わされるマップ上の部分，又，部分マップS_6はセル6の座標が（1,0,1）であるから，$S_6=x'_2$，…，S_4はセル4の座標が（1,0,0）であるから，$S_4=x_2x_3$と表わされる部分，以下，同様に見ていくと，最後に部分マップS_1はセル1の座標が(0,0,0)であるから，$S_1=x_1x_2x_3$と表わされる部分，つまりセル1のみからなる。このように一般に部分マップはセル番号jが大きい程大きく（但し，セルの数で），いまの場合

$$S_8 \geq S_7 \geq S_6 \geq \cdots S_1$$

の関係がある。

1.1.2　許容キューブ　　部分マップjにおいて，セルiの座標で1をとる変数の肯定リテラルの積項で表わされるS_j上のキューブを許容キューブi,jと呼び$P_{i,j}$と記す。例えば上の部分マップS_8で考えてみると，セル1の許容キューブ$P_{1,8}$はセル1の

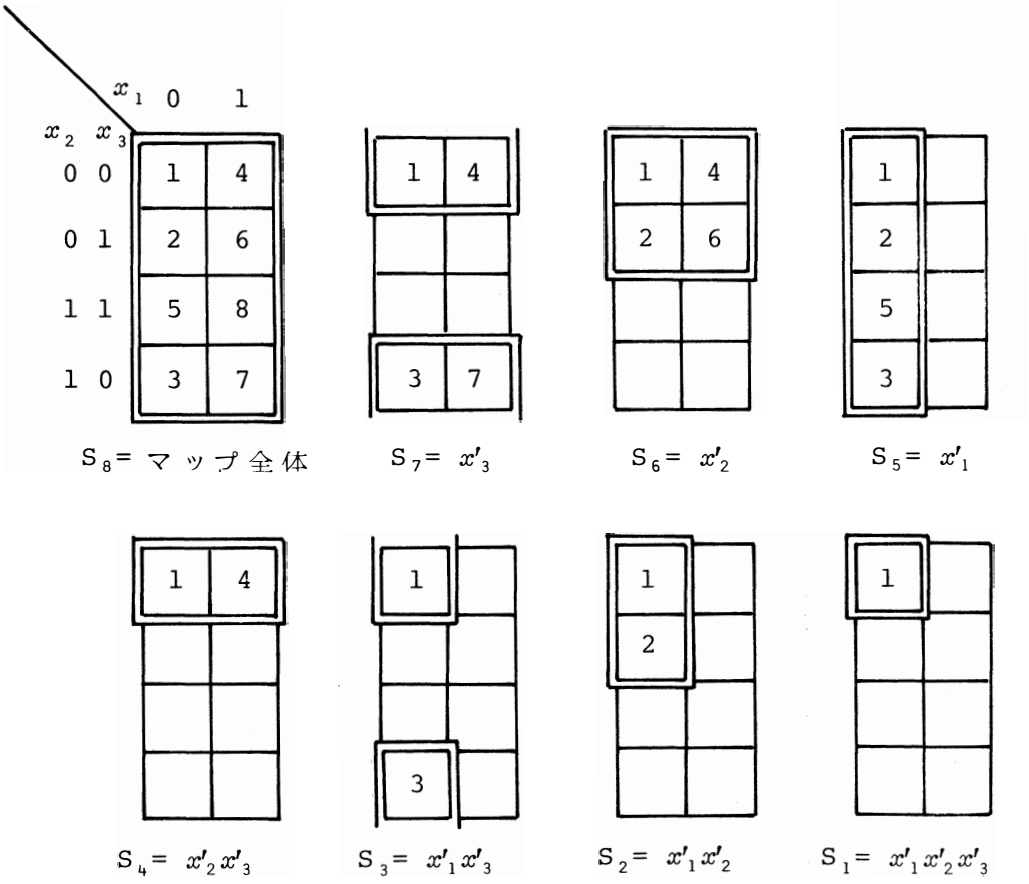


図3　3変数のマップの部分マップ（═わく）

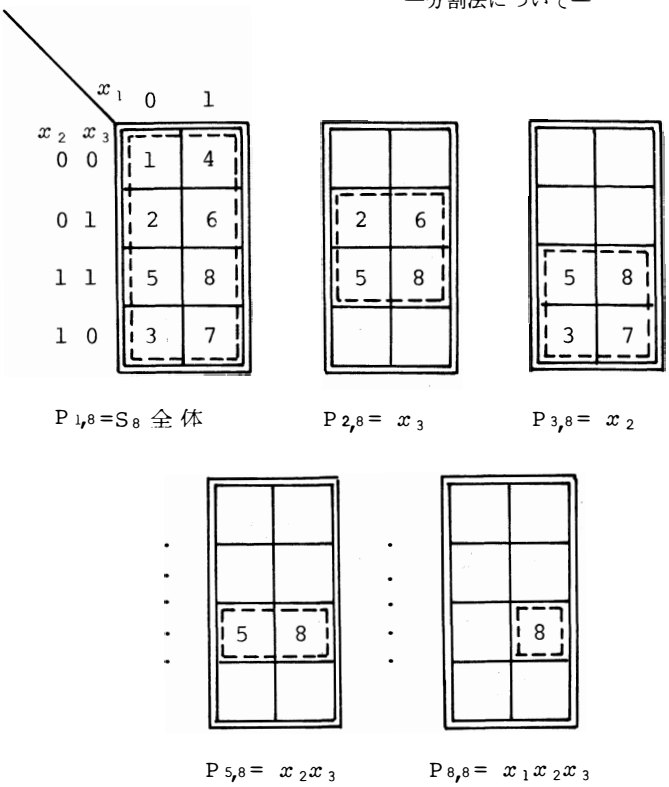


図4　S_8の許容キューブ（…わく）の例

座標が（0,0,0）で1をとる変数がないので，特別に$P_{1,8}=S_8$全体とするが，セル2は(0,0,1)なので，$P_{2,8}=x_3$,セル3は(0,1,0)なので，$P_{3,8}=x_2$,…，セル5は(0,1,1)で$P_{5,8}=x_2x_3$,…，そして，最後にセル8は(1,1,1)であるから，$P_{8,8}=x_1x_2x_3$となる。これらの許容キューブを図4に示す。

他の部分マップの許容キューブについても同様で，S_7の許容キューブ$P_{1,7}$は$S_7=\overline{x_3'}$全体，$P_{3,7}$は3の座標が（0,1,0）であるから，S_7上でキューブx_2と表わされる部分，すなわち，$P_{3,7}=x_2x_3'$,又S_4の許容キューブ$P_{1,4}$は　$S_4=x_2'x_3'$全体，$P_{4,4}$は4の座標が（1,0,0）であるから，S_4上でキューブx_1と表わされる部分，つまり$P_{4,4}=x_1x_2'x_3'$,更にS1の許容キューブ$P_{1,1}$はS_1全体，$P_{1,1}=x_1'x_2'x_3'$となる。これらの許容キューブの例を図5に示す。

一般に，部分マップjの許容キューブPi,jはセル番号iが小さい程大きく，これを部分マップ8の場合で例示すれば

$$P_{1,8}\geq P_{2,8}\geq P_{3,8}\geq\cdots\geq P_{8,8}$$

の関係がある。

なおn変数のマップでは部分マップの数はセルの数だけ，すなわち，2^n個あり，許容キューブの数は各部分マップのセルの数だけあり，これらを総計すると3^n個となる。$n=3$変数では部分マップの数は$2^3=8$個，許容キューブの数は$3^3=27$個あり，$n=2$変数では部分マップの数は$2^2=4$個，許容キューブの数は$3^2=9$個ある。図6に2変数マップのすべての部分マップ（═わく）及び許容キューブ（…わく）を示しておく。

1.2　基本部分マップ法[1]

以上で定義した部分マップS_j及び許容キューブ$P_{i,j}$を用いて，基本部分マップ法の手順を述べる。

(1)　論理関数Fをマップで与える。

(2)　部分マップS_jをセル番号の大きい順に発生する（但し，trueのセルのみ）。

(3)　各S_jごとに許容キューブ$P_{i,j}$をセル番号をiの小さい順に発生する（但し，trueのセルのみ）。

(4)　関数Fと$P_{i,j}$との論理積をとる。

$$F\cap P_{i,j}=P_{i,j} \tag{1}$$

式(1)が成り立てば，既知の主項と包含関係を調べ，含まれなければ$P_{i,j}$を主項として登録する。

(5)　(2)～(4)を繰り返す。

但し，(i)　大きな$P_{i,j}$が主項となれば，それに含まれるセルの許容キューブは発生不要である，

(ii)　ある部分マップで，すべての許容キューブと関数との論理積がとれれば，その部分マップに含まれるセルの部分マップは以後発生する必要がない，の諸性質があるので，(2)～(4)の繰り返し数は大幅に減少できる。

1.3　分　割　法[2]

n 変数（$x_1, x_2, \cdots, x_n$）のマップを n_1（$\leqq n$）変数の座標（0,0,…, 0），（0,0,…, 1），…，（1,1,…, 1）で分けると，n_2（$=n-n_1$）変数（$x_{n_1+1}, x_{n_1+2}, \cdots, x_n$）のマップが 2^{n_1} 個でき，それぞれ $M_1, M_2, \cdots, M_{2^{n_1}}$ と表わす。又関数 F もこれらの分割にしたがって，各マップ上で，それぞれ $F_1, F_2, \cdots, F_{2^{n_1}}$ となるものとする。例えば，$n=5$ 変数のマップを $n_1=3$ 変数（x_1, x_2, x_3）の座標で分けると，図7のように $n_2=2$ 変（x_4, x_5）のマップが $M_1, M_2, \cdots, M_8$ の $2^3=8$ 個できる。図8のように与えられた関数 F もこれらの分割に対応して，同図の如く，$F_1, F_2, \cdots, F_8$ の8個に分かれる。分割法の原理を大まかに表現すれば，以下の通りである。

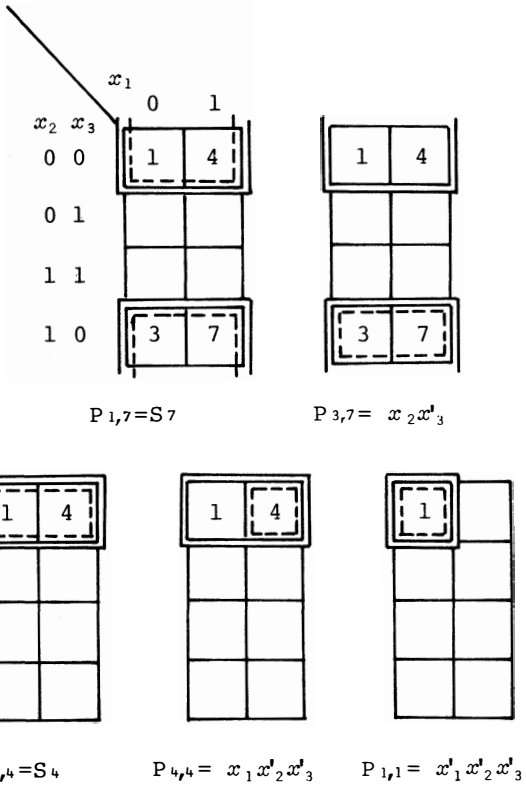


図5　許容キューブ（……わく）の他の例

(1)　n_2 変数のマップでセル番号 j の大きい順に部分マップ S_j を発生する。各部分マップ S_j ではセル番号 i の小さい順に許容キューブ $P_{i,j}$ を発生して，$P_{i,j}$ ごとに各 F_k（$k=1,2,\cdots, 2^{n_1}$）と論理積をとり

$$F_k \cap P_{i,j} = P_{i,j}$$

が成り立てば，k に対応する n_1 変数のマップ上のセルを1(true)，成り立たなければ0(false)として，新しい関数 $f_{i,j}$ を作る。

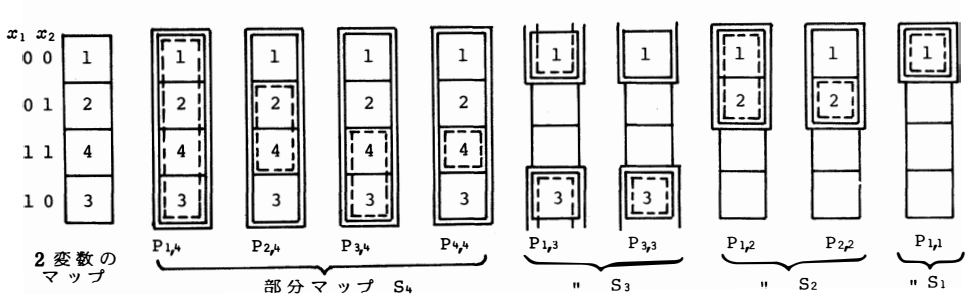


図6　2変数のマップの部分マップ（═══わく）及び許容キューブ（……わく）

(2) この$f_{i,j}$に基本部分マップ法を適用して主項を求める。

(3) この主項に$P_{i,j}$のリテラルを組合わせると，元の関数Fの内項となる。

(4) それまでに得られているすべての主項と包含関係を調べて，含まれなければ新しい主項として記憶しておく。すべてのキューブ$P_{i,j}$（3^{n_2}個ある）についてこれらの操作を繰り返せば，Fの主項が導出される。

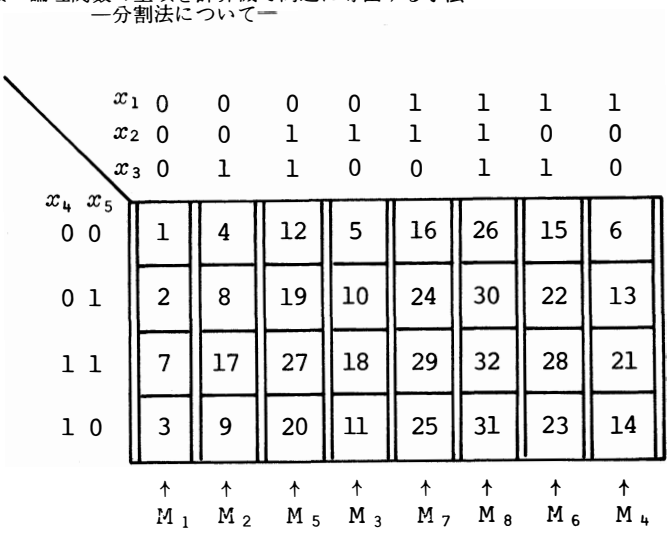


図7　マップの分割

次節では，例を上げて分割法について詳述する。

1.4　例　　題

図8の上図で与えた関数Fの例で考えてみる。n_2の変数のマップは同上左図のように（x_4,x_5）の2変数のマップとなる。ここで，分割法の(1)により，まず部分マップS_4を発生する。S_4のセル1の許容キューブ$P_{1,4}$は部分マップS_4全体であり（図6参照），これと各F_kとの論理積をとっている。つまり，$P_{1,4}$に含まれるすべてのセルで1になっている関数はF_8のみなので，F_8でだけ式(2)が成り立ち，n_1＝3変数（x_1,x_2,x_3）のマップのセル8を1，他はすべて0とする関数$f_{1,4}$ができる（図8）。手順(2)により，この$f_{1,4}$に基本法を適用するのだが，ここでは説明の便宜上図9の$f_{1,4}$のように書き直してみると，$P_{8,8}=x_1x_2x_3$唯1つが$f_{1,4}$の主項であることがわかる。（図9の$f_{1,4}$）。手順(3)により，これに$P_{1,4}$のリテラル（いまの場合，マップ全体なのでリテラルなし）をつけて，$x_1x_2x_3$がFの主項として得られる。これがはじめて得られた主項なので，手順(4)は不用である。続いて許容キューブ$P_{2,4}$と各F_kとの論理積をとる。図8の上図に示したのがこの場合で，同図下の$f_{2,4}$が得られる。これも便宜上，図9の$f_{2,4}$のように書き直し，図4の3変数の部分マップ，許容キューブを参照しながら基本法を適用してみると，部分マップS_8で$P_{8,8}=x_1x_2x_3$が，又部分マップS_2で$P_{1,2}=x_1'x_2'$が$f_{2,4}$の主項となることがわかる。$P_{2,4}$のリテラルはx_5であるから，$x_1x_2x_3$と$x_1'x_2'$にこれを合成して，$x_1x_2x_3x_5$と$x_1'x_2'x_5$がFの内項となる。手順(4)により，$x_1x_2x_3x_5$は先に得られている$x_1x_2x_3$に含まれるので除かれ，$x_1'x_2'x_5$だけが新たな主項として記憶される。

更にn_2変数（x_4,x_5）のマップの許容キューブ$P_{3,4}$, $P_{4,4}$と発生させて，F_kと論理積をとっていくと，図8の$f_{3,4}$,$f_{4,4}$が得られ，便宜上図9のように書き改めて，基本法を適用すると,$f_{3,4}$の主項として$P_{6,8}=x_1x_3$が，$f_{4,4}$の主項として$P_{6,8}=x_1x_3$, $P_{7,8}=x_1x_2$及び$P_{1,2}=x_1'x_2'$が得られ，それぞれ$P_{3,4}$及び$P_{4,4}$のリテラルを合成して，包含関係を調べると，$x_1x_3x_4$と$x_1x_2x_4x_5$がFの主項として残る。以下，同様の操作を更に残りのキューブ$P_{1,3}$から$P_{1,1}$まで（図6参照）繰り返すと，Fの主項がすべて求まる。

1.5　論理積演算についての考察

部分マップ法で基本となる演算は式(1)のキューブと関数の論理積演算である。実際のプログラムでは，これはキューブ$P_{i,j}$に含まれるセルについてのみ関数の真理値が調べられ，全部1なら，式(1)が成立，さもなくば不成立とみなすようになっている。したがって論理積演算に要する計算時間はキューブに含まれるセルの数に比例してくる。

n 変数の関数の場合，許容キューブ$P_{i,j}$ の総数は 3^n 個あり，各許容キューブに含まれるセルの総数は 4^n 個ある。

いま，上述したように n 変数の関数をn_1変数の座標で分割すると$n_2(=n-n_1)$ 変数のマップが 2^{n_1} 個できる。n_2変数の許容キューブ $P_{i,j}$ ごとに 2^{n_1} 個の関数と論理積をとって，１つの関数$f_{i,j}$を作るので，すべての$f_{i,j}$を作るに要するキューブに含まれるセルの総数は $4^{n_2}\cdot 2^{n_1}$ である。

又，１つの関数$f_{i,j}$ができると，n_1変数のマップを用いて基本法を適用するわけだが，n_1変数のキューブに含まれるセルの総数は 4^{n_1} 個である。$f_{i,j}$が全部で 3^{n_2} 個だけあるから，分割後の関数$f_{i,j}$に基本法を適用するために許容キューブに含まれるセルの総数は $4^{n_1}\times 3^{n_2}$個となる。

結局，分割法では

許容キューブに含まれるセルの総数＝ $4^{n_2}\cdot 2^{n_1}+4^{n_1}\cdot 3^{n_2}$　　(3)

となり，この数が論理積演算のためのセルの総数の上界を与える。表１に計算して示したように，n_1, n_2の値をnの½程度に選ぶと，基本法のセルの総数4^nに比べ相当小さくなることがわかる。

式(1)又は式(2)の論理積のためのbit演算の回数はキューブ $P_{i,j}$ に含まれるセルの数に比例するので，n変数の関数の主項を直接基本法で求めるより，n_1変数で分割して，しかるのち分割法を用いた方がよ

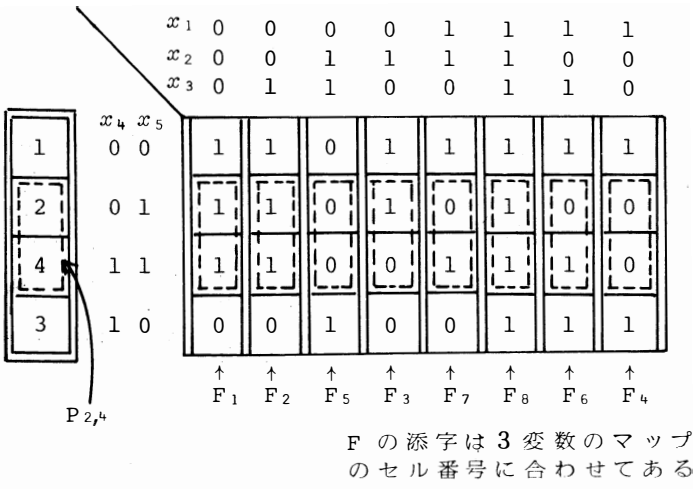


図８　分割法の説明図

表１　許容キューブに含まれるセルの総数

n	n_1	n_2	$4^{n_2}\cdot 2^{n_1}+4^{n_1}\cdot 3^{n_2}$	4^n
5	3	2	704　(0.688)	1024
6	3	3	2240　(0.547)	4096
7	4	3	7936　(0.484)	16384
8	4	4	24832　(0.379)	65536
9	5	4	91136　(0.348)	262144

（　）の数字は 4^n に対する比

り早く求まることがこのような理論的根拠から推察される。

実際には基本法のアルゴリズムのところで述べたように，trueのセルについてのみ部分マップと許容キューブを発生していくので，又性質(i)，(ii)があるので論理積数がこれらの数より大幅に減少することが予想されるが，それは基本法，分割法ともに同じ割合で減少すると考えられ，bit 演算数の割合はほぼ表1の( ) 中の比率に近いものと推論できよう。

3．計　算　結　果

われわれは基本部分マップ法及び分割法をFORTRAN言語でプログラム化し，FACOM 230−45S（富大計算センター）で実行してみた。

表2は基本法の計算結果で，$n=3$ 変数から8変数まで100個の関数の平均計算時間，9変数は50個の関数の平均計算時間（C.P.U.TIME）である。( ) 中の数字は2進ベクトルを発生するための処理時間で，何百個関数を計算しようと，はじめに唯1回必要とする，いわゆる前処理時間である。

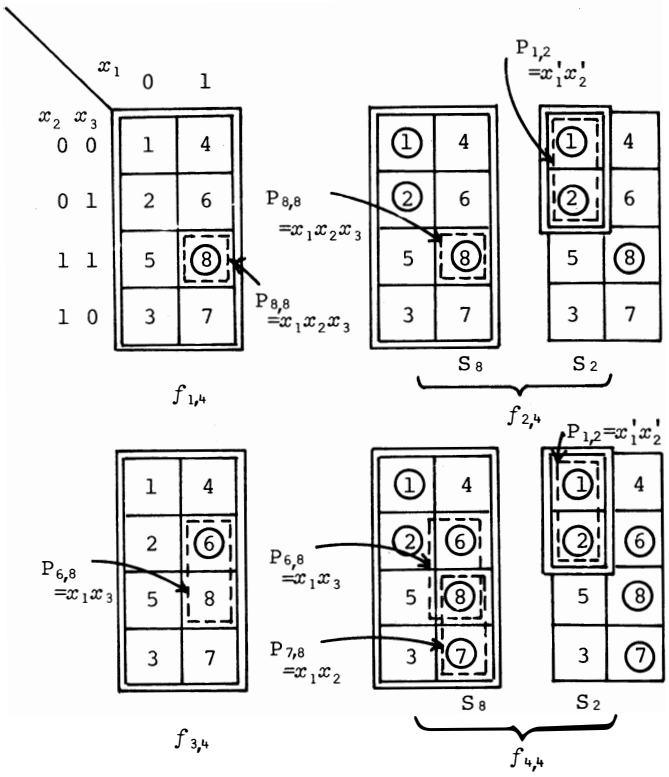


図9　$f_{i,j}$ に基本法を適用した例（○印のセルがtrue）

表3は分割法の計算時間で，$n=9$ 変数の関数について，n_2 を1から6まで変えたとき，計算時間がどのように変化するかをみたものである。これも50個の関数の平均計算時間である。n_2 が4ないし5，すなわち，n の約½のとき，最も分割法が効率的になることがわかる。

表2　基本部分マップ法の計算時間

変数 n	3	4	5	6	7	8	9
計算時間	4	16	67	290	1229	5662	26383
前処理	(3)	(6)	(14)	(26)	(55)	(118)	(250)

3 ～ 8 変数は100個の関数、9 変数は50個の関数の平均計算時間　　単位 msec

表4は分割法で $n=8$ 変数の関数について，全く同様の計算を行なったもので，このときもやはり n_2 が½ n のとき，最も効果的となっていることがわかる。なお，表3，表4とも（ ）中の数字は2進ベクトルの発生及びマップの分割のために要する，いわゆる前処理時間で基本法と大差がないことを示している。

表３　分割法の計算時間（９変数の関数50個の平均計算時間）

n_2	計算時間（前処理）	基本法に対する比
1	16829 (269)	0.638
2	12905 (238)	0.489
3	10702 (233)	0.406
4	9920 (248)	0.376
5	9958 (277)	0.377
6	11931 (331)	0.452

単位 msec

表４　分割法の計算時間（８変数の関数100個の平均計算時間）

n_2	計算時間（前処理）	基本法に対する比
1	3514 (133)	0.621
2	2663 (117)	0.470
3	2164 (117)	0.382
4	2049 (128)	0.362
5	2374 (150)	0.419
6	3428 (186)	0.605

単位　msec

結　　言

論理関数の主項を計算機で導出する場合，分割法が基本法に比べ，９変数の関数で38％，８変数の関数で36％まで計算時間が短縮できることを示した。このように多変数の論理関数では，与えられた関数をそのまま取り扱うより，約½程度の変数になるように元の関数を分割して，処理した方が非常に効果的である。

又，分割法では計算時間が短縮できるばかりではなく，メモリの節約もでき，より大きな論理関数の設計が可能となる。例えば図２に示した２進ベクトルをたくわえるのに要するメモリ量だけを取り上げてみても，基本法では$n \cdot 2^n$であるのに対し，分割法では$n_1 \cdot 2^{n_1} + n_2 \cdot 2^{n_2}$（$n = n_1 + n_2$）であり，これは９変数で$n_1 = 5$，$n_2 = 4$と選んでみると，基本法で4608となるのに対し，分割法ではわずかに224である。実際，基本法では９変数の関数までしか扱えない計算機で，われわれは分割法で１部の関数とはいえ，12変数の関数の主項を求めた例[(3)]がある。

更に，分割法の原理を再帰的につかえば，再帰的プログラムも組める。

参 考 文 献

１）宮腰，松田；信学技報，AL78, **17**,（1979）
２）松田，宮腰；電子通信学会情報・システム部門全国大会講演論文集〔分冊２〕，２－197,（1981）
３）大西；卒業論文　富山大学工学部（1982）

A Fast Algorithm for Generating All the Prime Implicants of Logical functions
—— Divide Method ——

Hideo MATSUDA, Takashi MIYAGOSHI

We already proposed a submap method which determines prime implicants of a logical function by the computer. The present report describes a divide (submap) method which is much more effectual than the submap method. A given logical function of n-variables is divided into 3^{n_2} logical functions of n_1-variables where $n=n_1+n_2$, and then the fundamental submap method is applied to each of those divided logical functions. Because the number of bit operations for logical product and the memory space size for the program to occupy decrease remarkably by using divide technique, we can reduce the computing time by 40 percent and treat logical functions of more variables in comparision with the fundamental method.

〔英 文 和 訳〕

論理関数の主項を計算機で高速に導出する手法

—— 分割法について ——

松 田 秀 雄，宮 腰　　隆

我々はすでに論理関数の主項を計算機で求めるための方法として部分マップ法を提案した。本報告では部分マップ法より一層効率的な分割（部分マップ）法について述べる。与えられたn変数の論理関数は2^{n_2}個のn_1変数の論理関数に分割され，それぞれに基本部分マップ法が適用される。（但し、$n=n_1+n_2$)。分割することにより，論理積のためのbit演算数及びプログラムのための占有記憶量が大幅に減少するので，基本法に比べ，計算時間が40%短縮でき，又，より多変数の論理関数が取扱えるようになる。

（1982年10月20日受理）

方形波パルス電圧源による非線形磁化曲線をもつ鉄心の鉄損特性

柳瀬秋夫，作井正昭，藤田　宏

1．緒　　言

電気機器の出力決定を左右する温度上昇は機器の設計上重要なる課題の一つになっている。近年電力応用に直流可変電源が簡単に得られるサイリスタを用いた方形波パルス電圧による産業機器の普及はめざましく，その適用分野も拡大の一途をたどっている。しかしながら対称交流電圧を供給した場合の温度特性算定に必要な鉄損および銅損に関する報告は数多くあるが，方形波パルス供給時の鉄損特性に関する報告はほとんどなくサイリスタを用いた方形波パルス電圧供給の場合の鉄損特性について知る必要はきわめて大切な課題であるといえよう。

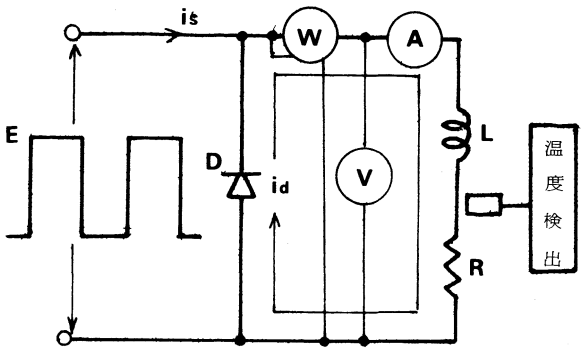
元来磁気飽和特性をもつ鉄心の鉄損計算は非線形のためいろいろの困難性があり，鉄損特性の精密計算は非常に困難である。しかし非線形磁化曲線を近似的に線形化することにより，近似的な鉄損特性を知ることができると考えられる。

以上によってサイリスタを用いた直流チョッパ方式による方形波パルス電圧を供給した場合の鉄心の鉄損特性について基礎的な解析を試みてヒステリシス損，うず電流損および銅損が電圧，電流および供給回路の電気定数，パルス幅，パルス周期などと，どのような関係にあるかを近似特性式を導出し，さらにこれらを確めるため鉄損特性，温度上昇曲線の実測を行い，本文の解析結果と実測結果について比較検討を加えたところ，正弦波交流電圧源である場合の鉄損特性に対する従来の概念と異なった特性を示すことが判明されたのでその概要を報告する。

2．温　度　上　昇

通電中の電気機器に生ずる諸損失は大部分熱エネルギーに変換される。したがって電気機器を長時間一定電力で通電したときに到達する温度と周囲の冷却媒体温度の差（温度上昇）は機器の放熱容量，放熱係数，放熱面積等で定まる時定数と加熱時間により指数関数的に上昇し，最終温度上昇は電力損失に比例する。

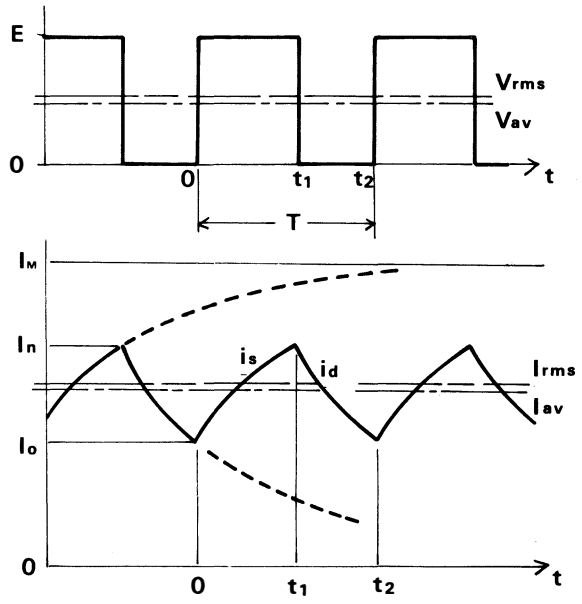
本研究では電気機器の最終温度上昇を知る上で必要な第1図の鉄心入りコイルの鉄損算定について基礎的解析を主眼において検討をすゝめる。図示のLは非線形磁化特性をもつ鉄心入りコイルのインダクタンス，Rは抵抗でDは環流ダイオードをあらわす。



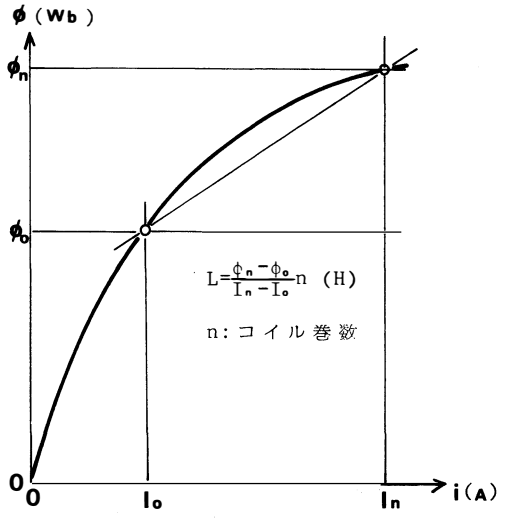
第1図

3．電圧・電流計算式

第1図に示すコイルに供給される方形波パルス電圧およびその電流の代表的予想波形を第2図に示す。第3図は鉄心入りコイルの直流電流とその予想磁化曲線をあらわすものとする。



第2図



第3図

いま第1図の環流ダイオードDは理想的なものとして，順方向抵抗を0，逆方向抵抗を無限大と仮定する。一方第三図に示すI_n～I_o 間の平均インダクタンス$L=\{(\phi_n-\phi_o)/(I_n-I_o)\}\cdot n$であるから図のような脈動振幅$I_n-I_o$である場合にこのLを用いた電圧方程式より求まる電流計算結果は非線形曲線を着実に計算した電圧方程式による計算結果に比し，その誤差は実用上無視できる程である。<2>

したがって本文にこの方法を導入すれば第1図および第2図から次式が成立つ。

$$\left.\begin{aligned} E &= i_s R + L\frac{di_s}{dt} - \quad (0 < t < t_1) \\ 0 &= i_d R + L\frac{di_d}{dt} \quad (t_1 < t < T) \\ L &= \{(\phi_n-\phi_o)/(I_n-I_o)\}\,n \end{aligned}\right\} \text{----------(1)}$$

ただし　i_s：オン期間中の瞬時電流．　i_d：オフ期間中の瞬時電流．n：巻数とし，時間 t をそれぞれのオン・オフ期間の始めから測るものとすれば，

オン期間（$0 \sim t_1$）　$t = 0$　で　$i_s = I_o$，　$t = t_2$　で　$i_s = I_n$

オフ期間（$t_1 \sim t_2$）　$t = 0$　で　$i_d = I_n$，　$t = t_2$　で　$i_d = I_n$

の条件より，オン期間中の瞬時電流 i_s およびオフ期間中の瞬時電流 i_d は

$$\left.\begin{aligned} i_s &= I_M - (I_M - I_o)e^{-\frac{t}{T_e}} \\ i_d &= I_n e^{-\frac{t}{T_e}} \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(2)$$

となる。[1]　ただし　$T_e = L/R$，$I_M = E/R$ である。

(2)式において　$t = t_1$　で　$i_s = I_n$，　$t = t_2$　で　$i_d = I_o$

の条件から

$$\left.\begin{aligned} I_o &= \{I_M - (I_M - I_o)e^{-\frac{t_1}{T_e}}\}e^{-\frac{t_2}{T_e}} \\ I_n &= I_M - (I_M - I_o)e^{-\frac{t_1}{T_e}} \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(3)$$

となる。さらに(3)式より

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= T_e \cdot \log\{(I_M - I_o)/(I_M - I_n)\} \\ t_1 &= T_e \cdot \log\{I_M - (I_M - I_o)e^{\frac{t_1}{T_e}}/I_o\} = T_e \cdot \log(I_n/I_o) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(4)$$

となる。

故にパルス周期を T とすれば，$T = t_1 + t_2$　となる。

いま方形波パルス電圧のくり返し周期 T．オン時間 t_1 の比を $d_F = t_1/T$（下通電係数Duty factarと呼ぶことにする）とすれば(4)式より通電係数 b_F は

$$d_F = \frac{t_1}{T} = \frac{T_e}{T}\log\frac{I_M - I_o}{I_M - I_n} \quad \cdots\cdots(5)$$

となって d_F は I_n, I_o によりおのずから決定される値となる。

またコイルに流れる脈動電流の振幅 I_W は

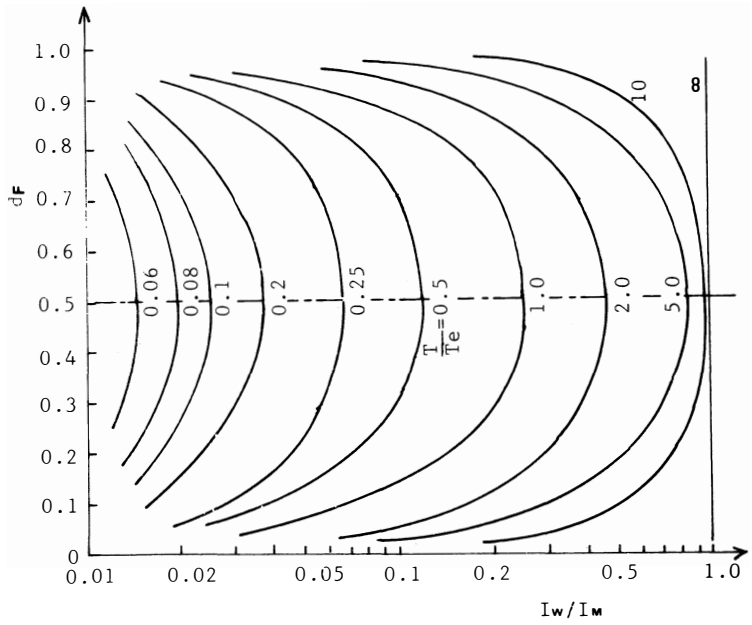
$$I_W = I_n - I_o \quad \cdots\cdots(6)$$

となる。

第4図に I_W/I_M と d_F, T_e/Te の計算例を示した。(6)式より T／Te を一定とすれば $d_F = 0.5$ で I_W が最大値を有し，また $d_F = 0.5$ を中心に対称図形となることも容易に理解できる。

以上に用いた(1)～(6)式中の T_e の値はコイルの磁化曲線の形状と電流振幅により(1)式を満足する L の値によって変化する。

すなわちパルス電圧によるコイルの電流振幅は，パルスのくり返し周期によって第4図に示す如くわん曲状を示すが，正弦波電圧による場合は電圧値によって周期に関係なく一定である。このことが



第　4　図

これから述べようとする鉄損解析の重要な要素の一つになってくる。

一方回路を流れる平均電流 I_{av}, 実効電流 I_{rms} は

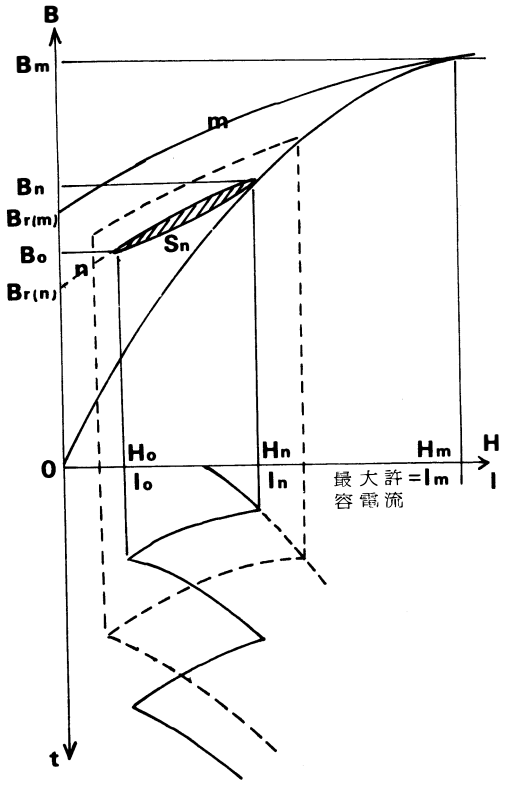
$$\left.\begin{aligned} I_{av} &= \frac{1}{T}\left(\int_0^{t_1} i_s dt + \int_0^{t_2} i_s dt\right) = \frac{t_1}{T}\cdot I_M = d_F \cdot I_M \\ I_{rms}^2 &= \frac{1}{T}\left(\int_0^{t_1} i_s^2\, dt + \int_0^{t_2} i_d^2\, dt\right) \equiv \frac{1}{T}\left\{ d_F \cdot T \cdot T_M^2 - T_e (I_n - I_o) I_M \right\} \end{aligned}\right\} \quad \text{---(7)}$$

となる。

4．磁化曲線の模擬法

磁気回路の磁化特性に関する解析を行う場合磁化曲線の取扱いが問題となる。すなわち第5図に示されるようなB・H曲線およびヒステリシス曲線（図示の下降曲線mをそのまま用いると以後の解析は非常に複雑となるため，本文では上述したように近似表示式を引用する。

従来より磁気回路の磁化特性に関し多くの近似式がある。たとえばヒステリシスループの表示式として直角双曲線[3][4]近似法，だ円近似法[5]等によって磁化特性に関する解析を行い，電動機の諸特



第　5　図

性および設計法等について数多く研究開発を行っている。

この観点より筆者らは磁化特性に関して上述の直角双曲線近似法を導入することゝする。

回路電流による起磁力Hによって生ずるB・H曲線およびヒステリシス下降曲線の近似表示式として一般によく用いられている下式[3][4][5]

$$B = \frac{H}{a + bH}\ ,\quad B = B_m \frac{H + K_m H_m}{H_m + K_m H} \qquad \text{----------(8)}$$

（たゞし，a ，d は定数，$K_m = B_{r(m)} / B_m$ とする）

を引用すれば，任意方形波パルス電圧の周期T，通電係数 d_F の電流による起磁力は電流に比例するから(3)～(5)式と同様にして得られるその磁束密度をそれぞれ B_n, B_o とすれば

$$B_n = \frac{H_n}{a + bH_n}\ ,\quad B_o = B_n \frac{H_o + K_n H_n}{H_n + K_n H_o} \qquad \text{----------(9)}$$

（B・H曲線）　　（下降曲線）

となる。（たゞし $K_n = B_{r(n)} / B_n$ とする。）

(8)，(9)式の定数 a ，b および K_m, K_n の値はあらかじめ実測によって知られているので第5図のm，n曲線が求まる。

このようにして起磁力0～H_m範囲で，実測のたすけで数本の下降曲線を作成することができる。この場合第5図のm，n曲線他数本の曲線に見合う曲線がないときは，近似している曲線間において推定作図しこれを用いても実用上の誤差は少い。もちろんこの下降曲線の数が多ければ精度は上る。

一方磁界の周期的な変化にともなって磁束密度も変化するが，その際のマイナーループの形状は実際にはそのループの位置および大きさによって異なり，この点を考慮した精密な計算は困難となるので同形状なものと仮定する。[6](Kelly氏は対称交流電圧供給時のヒステリシスループ近似式より発展して本文でのべているような正領域ループにおいても上下降曲線を点対称とした計算結果はよい近似を示すことを報告[7]している。)

したがって(9)式の近似表示式を用いて任意の方形波パルス電圧の動作状態 H_n, H_o における B_n, B_o の値が算出できる。

以上で変動範囲 H_n ～ H_o である場合のヒステリシスループが求まり，このマイナーループ面積 S_n は次式で示される。

$$S_n = 2\left[\int_{H_o}^{H_n} B_n \left(\frac{H + K_n H_n}{H_n + K_n H}\right) dH - \int_{H_o}^{H_n} \left\{\mu(H - H_o) + B_o\right\} dH\right] \qquad \text{----------(10)}$$

ただし

$$\mu = \frac{(B_n - B_o)}{(H_n - H_o)} \qquad \text{----------(11)}$$

である。

上述のことから磁化特性が示されると，パルス電圧の周期および通電係数 d_F によって磁束密度の振巾と，ループ面積が得られ後述する鉄損算定の要因となる。

5．鉄　損　特　性

磁化特性をもつ回路の鉄損には周知のように，ヒステリシス損とうず電流損がある。

磁界を一周期にわたり変化させると上述のようなヒステリシスループが得られるが，この面積 S_n はこの磁化過程中のエネルギー損失を与えヒステリシス損と呼ばれ，また磁束変化によって鉄心内に生ずるジュール損つまりうず電流損は磁束密度の振巾と動作周波数および波形率の関数であらわされる。〈1〉〈8〉〈9〉〈12〉

すなわち，これらはいづれも磁束密度の脈動によるものであり，本文で述べようとする方形波パルス電圧源による鉄損も基本的にこの考え方に変りない。

しかるに正弦波形によるヒステリシス損を求める場合該当鉄心の構造上および材質によって周波数に無関係にループ面積は最大磁束密度によって決まる実験式で求められるが，本文のような場合はそのまゝ適用できないのであえてループ面積の関数として検討をすゝめる理由である。

したがってヒステリシス損 P_h およびうず電流損 P_e は(11)式のループ面積 S_n とチョッパのくり返し周波数 $f = 1/T$ により，P_e は(9)式の磁束密度振巾（$B_n - B_o$）よりそれぞれ

$$P_h = K_h S_n f \qquad P_e = \{K_F (B_n - B_o) f\}^2 \qquad \cdots\cdots (12)$$

となる。ただし　K_h, K_e：それぞれの損失係数　K_F：脈動磁束分の波形率

である。したがって鉄損 P_i は

$$P_i = P_h + P_e \qquad \cdots\cdots (13)$$

となる。

一方回路電流による銅損 P_c および回路の熱流源となる全損失P は

$$P_c = I_{rms}^2 R \qquad P = P_i + P_c \qquad \cdots\cdots (14)$$

となる。

以上，3～5項にわたりパルス電圧源による非線形磁化特性をもつ磁気回路の鉄損特性について基礎的な解析をした。

しかしうず電流損およびヒステリシス損の算定に必要な(12)式の K_h, K_e の値はいまだに求められていない。以下に本文の如きパルス波電圧源による鉄損分離法についてさらに検討をすゝめる。

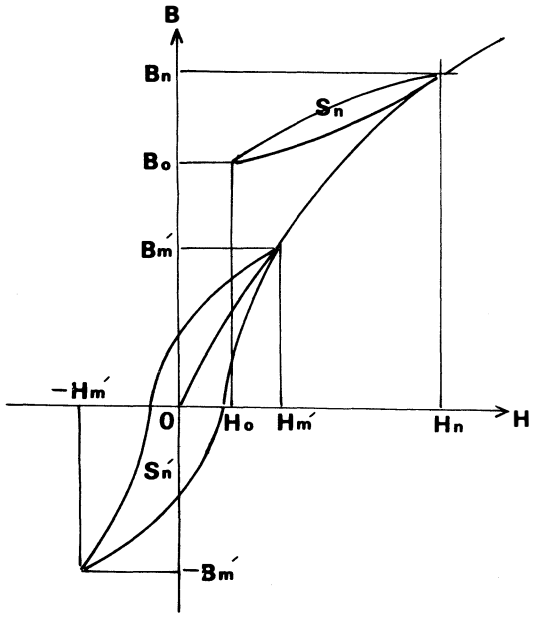
6．実　験　的　検　討

本文の解析の妥当性を立証するため非線形磁化特性をもつ回路の実測例として，二三の鉄心入りコイルを用い本研究の解析結果と比較検討する。

前述した如く鉄損特性計算過程で鉄損中のうず電流損とヒステリシス損の示す割合，すなわち鉄損分離が当然問題になってくる。

正弦波対称交流電圧源による場合，最大磁束密度およびループの形状は一定であるが，本文の如きパルス電圧源ではパルス電圧の動作状態によって最大磁束密度およびループの形状もそのつど変化し鉄損分離は非常に困難で明確な算定法は未だないようである。

このような厳しい中で筆者らは，正弦波形でないひずみ波形による鉄損であってもヒステリシスループ面積と磁束密度振幅を算出することにより近似的に鉄損分離できるものと考え検討を加える。



第　6　図

6・1　鉄損分離

第6図は正弦波電圧（0点対称励振）およびパルス電圧によるヒステリシスループの説明図である。図示の小さいループS_nは，ある通電係数d_F，くり返し周波数fで動作中のパルス電圧によるマイナーループ面積を示し，大きいループS_n'は周波数f′の正弦波電圧によるヒステリシスループ面積をあらわすものとする。

正弦波電圧のループは最大磁束密度B_m'の0点対称励振となっているが，パルス電圧のループは磁束密度振幅（$B_n - B_o$）で直流バイアスのかゝった形状となっている。このような状態にあるとき，正弦波電圧によるヒステリシス損P_h'は

$$P_h' = K_h S_n' f' \quad \text{----------(15)}$$

である。

一方正弦波電圧によるP_h'，P_e'は一般によく用いられている次式

$$\left.\begin{aligned} &P_h' = \partial f' B_m'^2 / 100 \ \text{〔W/kg〕}. \qquad P_e' = \varepsilon (f' B_m' / 100)^2 \ \text{〔W/kg〕} \\ &\frac{P_h'}{P_e'} = \frac{\delta}{\varepsilon} \cdot \frac{100}{f'} \end{aligned}\right\} \quad \text{----------(16)}$$

ただし，δ，εは鉄板の材質および厚さによる定数であらわせる。〈10〉〈11〉

しかし上式は波形率不変の条件があるから，正弦波電圧の周波数f′で電流があまりひずみのない状態の鉄損（$P_h' + P_e'$）を実測しておけば，(16)式よりP_h'，P_e'が求まりヒステリシスループ面積S_n'は磁化曲線の近似式(10)，(11)式によって算出されるので(15)式よりK_hが求まる。

一方(12)式における磁束密度振幅を$2B_m'$とおけばK_eが得られる。

ここで鉄損の実測はなるべくB_m'の小さい部分でひずみが少く波形率もあまり変化しないものと考えられるので，この範囲で行えばよい。

6・2　鉄損分離の実際

本実験に供試した数種の試料中の代表的な一例である鉄板の厚さ1㎜の普通鉄板では，(16)式に用いた定数$\delta = 4.4$　$\varepsilon = 22.4$　である。〈10〉

実実測用の正弦波電圧100〔V〕．周波数60〔Hz〕であり，そのループ面積$S_n = 212$〔$Wb/m^2 \cdot AT/m$〕．最大磁束密度0.3〔Wb/m^2〕のとき，鉄損（$P_h' + P_e'$）は12.51〔W〕であった。

以上によって供試鉄心の損失係数K_h，K_eは

$$K_h = 2.42 \times 10^{-4} \quad , \qquad K_e = 6.56 \times 10^{-3}$$

ととして決定される。

よってこの損失係数を用い(12)式でパルス電圧のヒステリシス損およびうず電流損対くり返し周波数特性が得られる。

以上によって算出した計算値と実測値を対比させ，本法の実用上の有用性について確めてみる。

なおすでにのべた如く鉄心の温度（最終上昇温度）は(14)式の損失$P = P_i + P_e$に比例するから，実

測において鉄心の全損失とゝもに，あわせ図示した。

実験の具体的は構造概要は無端鉄心入りコイルで，その平均長さ39〔cm〕，断面積2.01〔cm²〕，厚さ1〔mm〕，巻数2840〔回〕，抵抗27.2〔Ω〕であった。

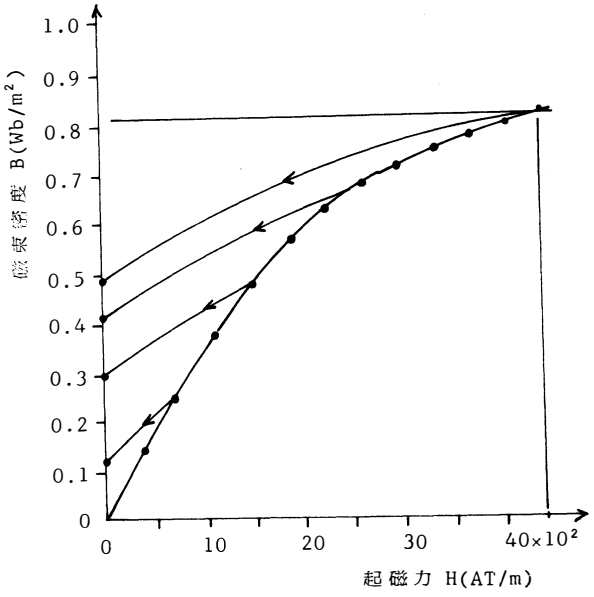
第7図は，このB・H曲線と夫々の下降曲線における残留磁束密度の値0.49〔Wb/m²〕，0.41〔Wb/m²〕，0.3〔Wb/m²〕，0.12〔Wb/m²〕を示す。

電源装置は直流20〔V〕一定電源を用いた。

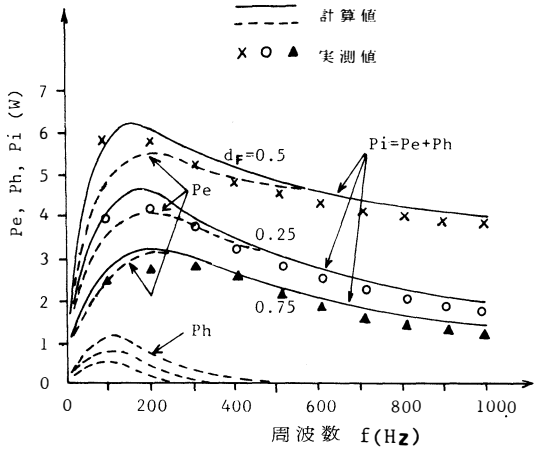
第8図(a)はコイルのくり返し周波数対鉄損特性の計算値と実測値を示し，(b)図は全損失（銅損＋鉄損）と温度特性をあわせて示してある。なお方形波パルス電圧発生装置として用いたチョッパの周波数範囲は，その構造上から約50〔Hz〕～1000〔Hz〕であった。

実測値と対比している計算結果は，B・H曲線，ヒステリシス曲線（下降曲線）および回路定数等計算に必要な各要素を本文でのべた手順をふまえて算出したものである。

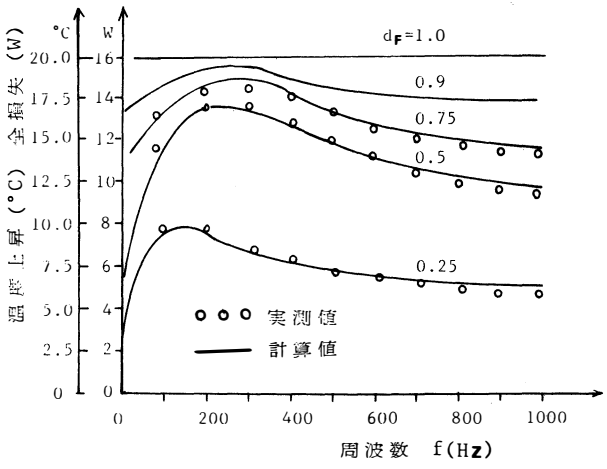
第8図(a)の点線で示した小さいわん曲線はヒステリシス損P_h，大きいわん曲線はうず電流損 P_e の計算値で，実線のわん曲線は鉄損（$P_e + P_h$）の計算結果値を示し，×○△印は通電係数 d_F をパラメータとした鉄損の実測値をあらわす。



第 7 図



第 8 図(a)



第 8 図(b)

図をみればわかるように，本供試鉄心では周波数が約100～200〔Hz〕の間に P_i は最大値を有し，周波数のの増加とゝもにわん曲状を示している。この点正弦波の鉄損特性の概念と著しく異なったとこである。

以上でひずみ波の一例である方形波電圧を用いた場合，その脈動分のみの磁束振幅，周波数，波形率および磁化特性を考慮し(12)式を用いて算定すれば，これらの特性概況を知ることができる。

7．結　　言

以上でパルス電圧源による非線形磁化特性をもつ鉄損特性についてのべたところ交流対称励振の場合と異った概念を示すことが判明された。

このことは従来の鉄損特性に対して新しい概念の提案といえよう。

しかしながら鉄損の算定にあたり，一般に実用されているＢ・Ｈ曲線の近似表示式の外にヒステリシス曲線の近似式を追加導入して解析をすゝめた，然し本文では当初よりうず電流損，ヒステリシス損の絶対値そのもの、算定法が目的でなく，方形波パルス電圧源の動作状態により鉄損がどのような推移をたどるかの究明を主眼としているのと，非線形磁化飽和をもつ鉄心の鉄損特性についての相対的関係を知る上で，本文の解析法の妥当性を得たかったゝめである。

したがって本文の計算値と実測値との誤差は必ずしも満足できるものでなく，文中でも概要的な特性とのべているのもこの理由によるものである。この点さらに検討をつゞけたい。

参　考　文　献

1.	P[illegible]U[illegible]U. FRANK[illegible]iN	IEEE TRANS. POWER APPARATUS SYSTE.	1－2	249（1972）
2.	〃 〃　〃	〃　〃	1－2	260（1972）
3.	宮入，片岡	電　学　誌	85－10	1740（昭40）
4.	関　根	〃	93－11	535（〃48）
5.	〃	〃	94	503（〃49）
6.	片　岡	〃	90	2041（〃45）
7.	D.O KE[illegible]Y	PROC. IEE	124－6	578（1977）
8.	柳瀬他	電　学　誌	101－1	56（昭56）
9.	電気学会	電気工学ハンドブック		484
10.	〃	電気機器工学（Ｉ）		81
11.	野　中	電気機器（Ｉ）		59
12.	柳瀬他	電　学　誌	101－11	667（昭56）

Iron-Loss Characteristic of Iron Core Having Nonliner Magnetization Curve due to Square-Wave Pulse Voltage.

Akio YANASE. Masaaki SAKUI. Hiroshi FUJITA

Recently, in the electrical application the development of industrial apparatus using a semiconductor-chopper system easily employed as a source of a DC variable voltage is remarkable and it makes great strides in the extension of application field. However, there are very few reports on the iron loss characteristic of these apparatuses.

We derived the fundamental method for the analysis of iron loss in the iron core when DC chopper with square-wave pulse voltage is used. Furthermore, We obtained experimentaly the iron loss characteristic of the iron core having nonlinear magnetization curve, and found that there was difference in general idea between the DC chopper and the symmetrical AC voltage. In this paper, the outline of the results mentioned above is reported.

〔英文和訳〕

方形波パルス電圧源による非線形磁化曲線をもつ鉄心の鉄損特性

柳瀬秋夫，作井正昭，藤田　宏

近年電力応用上，直流可変電源が容易に得られる半導体チョッパ方式を用いた産業機器の普及はめざましく，その適用分野も拡大の一途をたどっている。しかしながら，温度上昇の一要因となる鉄損特性に関する報告は殆んどない。

筆者らはこの目的から方形波パルス電圧を供給した場合の鉄心の鉄損特性について基礎的な解析を試み，さらに実験により非線形磁化特性回路の鉄損特性を実測したところ，交流対称電圧供給の場合に対する従来の鉄損特性概念と異なった新概念を得たので，その概要を報告する。

（1982年10月20日受理）

アゾキシベンゼン-4, 4'-ジカルボン酸の転位反応

嶋 尾 一 郎

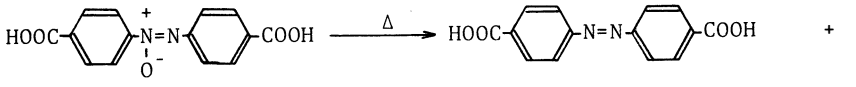
緒　　言

アゾキシベンゼンが濃硫酸によって 4-ヒドロキシアゾベンゼンに転位し（Wallach 転位），また光によって2-ヒドロキシアゾベンゼンに転位することはよく知られている。著者はこれらのアゾキシベンゼン類の転位反応がその置換基によって大きな影響をうけ，反応速度だけではなく，反応の様式も変化することを見い出して来た。[1] しかし置換基の効果に関する研究は不充分であり，それらを正しく評価するにはなお多くの研究が必要である。今回アゾキシベンゼン-4, 4'-ジカルボン酸〔1〕が行なう若干の反応について報告する。

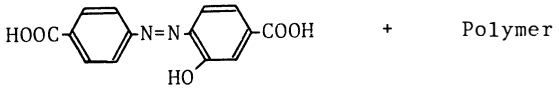
1．結果と考察

〔1〕の分解点にはいくつかの異った値が報告されている。古くは240℃とされているが，[2] Reid と Pritchett は398℃，[3] また Shine と Mallory は350～355℃ [4] と報告している。その示差熱分析は355℃と395℃とに発熱的変化があることを示した。従って〔1〕の分解点は355℃である。これは他のアゾキシベンゼン類の分解点（約250℃）[5] よりも著しく高い。また次の変化点（395℃）はアゾベンゼン-4, 4'-ジカルボン酸〔2〕の分解点とほぼ等しい。〔1〕の加熱において360℃近くまでは二酸化炭素の発生は僅かであるが，360℃以上で相当量の二酸化炭素が発生する。

〔1〕を360℃まで加熱して得られる褐色固体を炭酸カリウム水溶液で抽出し，セルロースカラムクロマトグラフィーを行なった。〔2〕（収率48%）および 2-ヒドロキシアゾベンゼン-4,4'-ジカルボン酸〔3〕（収率8%）の他に黒色樹脂状物が得られた。この際，対応するヒドロキシアゾキシ化合

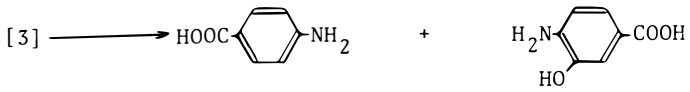


[1]　　[2]

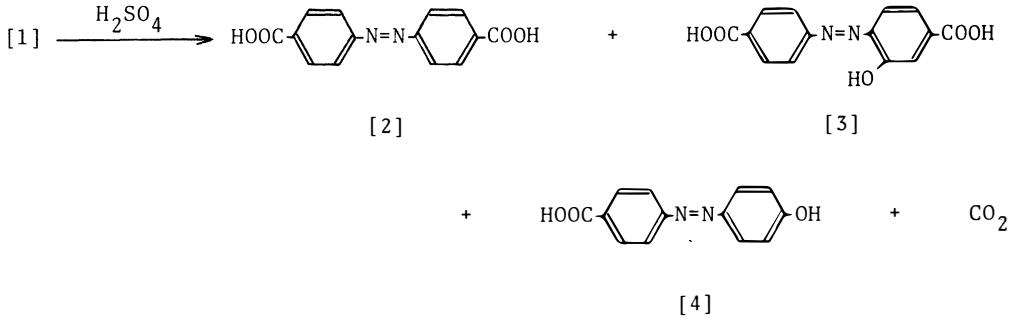


[3]

物[5]が得られなかったのは〔1〕の熱分解がより高い温度でおこるためであろう。
〔3〕は〔1〕のナトリウム塩水溶液の紫外線照射による光転位によっても得られた（収率6％)。なお〔3〕の亜ジチオン酸ナトリウム還元で3-ヒドロキシ-4-アミノ安息香酸と4-アミノ安息香酸とが生成することから，〔3〕の構造が確認された。



また，これまでに〔1〕と硫酸との反応については報告がない。〔1〕を濃硫酸と90℃に加熱すると，二酸化炭素が発生し，〔2〕（収率26％)，〔3〕（収率37％)，および4-(*p*-ヒドロキシフェニルアゾ）安息香酸〔4〕（収率30％）が得られた。



Wallach転位の副反応としてアゾ化合物への還元がおこることは一般的にみられ，特にハロゲン置換アゾキシベンゼンの場合に著しい。[1] この反応においても相当量の〔2〕が生成した。また両方の*p*-位置が塞っている4,4'-二置換体の硫酸による転位反応において，水酸基はその*o*- 位またはその反応のカチオン型中間体における*p*-位での*ipso*型攻撃を含む置換による位置（*p*-または*m*-位)に導入されることが知られている，[1,6] どの転位がおこるかはその置換基の性質による。カルボキシル基では*o*-転位による〔3〕と，脱炭酸を伴なう*ipso*型による〔4〕とがほぼ同じ程度に生成することが見出された。

2．実　　験

〔1〕はDMFから再結晶して用いた。〔1〕の示差熱分析は三田村製2-100 DTA-Sを使用し，α-アルミナ中で5℃/minの昇温速度で行った。

2.1　熱　分　解

〔1〕0.66ｇを約0.1ｇづつ小試験管に入れ，電気炉中で360℃に加熱した。生成物に炭酸カリウム水溶液を加えかきまぜる。黒色不溶物を濾過する（0,17ｇ)。濾液を濃縮しセルロース（東洋濾紙　セルロース粉末Ｂ）カラムクロマトグラフィーを行なった。展開液としてエタノール(7容)，水(5容)および28％アンモニア水(1.5容)の混合液を使用した。カラム保持量が小さいので，繰返しクロマトグラフィーを行った。溶出液はそれぞれ濃縮し，塩酸を加え析出する沈澱を集めた。第一溶出物：〔2〕0.32ｇ。第二溶出物：〔3〕0.055ｇ，分解点　370℃。分析値　C　58.56％，H　3.81％，

N 9.51％。$C_{14}H_{10}N_2O_5$としての計算値　C　58.74％，H　3.52％，N　9.79％。

2.2　光　転　位

〔1〕2.86ｇを8％炭酸ナトリウム水溶液300mℓに溶解し，リコーＵＰ－100Ｐ高圧水銀灯を用い22℃で15ｈ光照射した。減圧下濃縮し析出する〔1〕のNa塩を濾別し，濾液を上記のようにセルロースカラムクロマトグラフィーで分離精製し〔3〕0.18ｇを得た。

この〔3〕を硫酸を触媒としメタノールと加熱し，対応するジメチルエステルを得た。mp　240～241℃。分析値　C　61.03％　H　4.49％，N　8.63％。$C_{16}H_{14}N_2O_5$としての計算値　C　61.16％，H　4.49％，N　8.91％。

このエステルは混融試験およびIRの比較によって，熱分解（2,1）および硫酸との反応（2.3）で得られる〔3〕から導かれるエステルと同一物であることが示された。

2.3　硫酸との反応

〔1〕1.43ｇを濃硫酸30mℓと90℃で30分間加熱する。冷水中に注ぎ，析出する沈澱を濾過し水洗する。この沈澱をアセトンで抽出し，〔4〕0.37ｇを得る。メタノール・水から再結晶した。mp270℃（分解），文献値[7] 273℃。

アセトン不溶物は炭酸カリウム水溶液に溶解し，前述のようにセルロースカラムクロマトグラフィーで分離精製した，〔2〕0.35ｇおよび〔3〕0.54ｇを得た。

なお別法として，上記のアセトン不溶成分を7.5％水酸化ナトリウム水溶液に溶解し，亜ジチオン酸ナトリウム3.2ｇを加え，90℃で30分間加熱する。冷却し塩酸を加えるとヒドラゾベンゼン-4，4'-ジカルボン酸の白色沈澱が生ずる。沈澱を濾過する。これは空気中で酸化されて〔2〕を生成する。一方濾液を蒸発乾燥し，メタノールで抽出する。抽出物を氷酢酸・無水酢酸（1：1）で110℃　5ｈ処理する。不溶物を除き，冷水中に注ぐ。減圧下濃縮し残渣を希酢酸から再結晶する。粒状と針状の二種の結晶が析出する。これをそのまま加温すると針状結晶がまず溶解するので手早く濾別する。その残った粒状結晶は4-アセトアミノ安息香酸である。水から再結晶する。mp 261℃，文献値[8] 256.5℃。また濾液を冷却すると3-アセトシ-4-アセトアミノ安息香酸が得られた。mp 208～209℃。分析値　C　55.86％，H　4.46％，N　5.82％。$C_{11}H_{11}NO_5$としての計算値　C　55.69％，H　4.67％，N　5.91％。これは別に合成した3-ヒドロキシ-4-アミノ安息香酸[9]のアセチル化で得られたものと同一であった。

文　　献

1）I. Shimao, K. Fujimori and S. Oae, *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **55**, 546 (1982)

2）A. Kirpal, *Ber.*, **30**, 1599 (1897)

3）E. B. Reid and E. G. Pritchett, *J. Org. Chem.*, **18**, 715 (1953)

4）H. J. Shine and H. E. Mallory, *J. Org. Chem.*, **27**, 2390 (1962)

5）I. Shimao and H. Hashidzume, *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **49**, 754 (1976)

6）I. Shimao and S. Matsumura, *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **49**, 2294 (1976)

7）I. M. Klotz, H. A. Fiess, J. Y. Chen Ho and M. Mellody, *J. Am. Chem. Soc.*, **76**, 5140 (1954)

8）F. Ullmann and J. B. Uzbachian, *Ber*, **36**, 1801 (1903)

9）V. Froelicher and J. B. Cohen, *J. Chem. Soc.*, **119**, 1425 (1921)

Rearrangements of Azoxybenzene-4,4'-dicarboxylic Acid

Ichiro SHIMAO

When azoxybenzene-4,4'-dicarboxylic acid〔1〕was heated at about 360℃, 〔1〕was phyrolyzed to form azobenzene-4, 4'-dicarboxylic acid〔2〕,2-hydroxyazobenzene-4,4'-dicarboxylic acid〔3〕and resinous material. The aqueous solution of sodium salt of〔1〕was irradiated to give the corresponding o-hydroxyazo compound, Na salt of〔3〕, Treatment of〔1〕with sulfuric acid at 90℃ gove〔2〕,〔3〕, 4'-hydroxy-azobenzene-4-carboxlic acid〔4〕and carbon dioxide.

〔英文和訳〕

アゾキシベンゼン-4．4'-ジカルボン酸の転位反応

嶋　尾　一　郎

アゾキシベンゼン-4,4'-ジカルボン酸〔１〕を約360℃に加熱すると，〔１〕は熱分解し，アゾベンゼン-4,4'-ジカルボン酸〔２〕，2-ヒドロキシアゾベンゼン-4,4'-ジカルボンサン酸〔３〕と樹脂状物を生ずる。〔１〕のナトリウム塩水溶液を光照射すると相当する o-ヒドロキシアゾ化合物，〔３〕のNa塩を与える。〔１〕を90℃で硫酸で処理すると〔２〕，〔３〕，4'-ヒドロキシアゾベンゼン-4-カルボン酸〔４〕および二酸化炭素を生成する。

（1982年10月20日受理）

MnO, $MnFe_2O_4$ の炭素熱還元における２，３の現象について

池田正夫，寺山清志

緒　　言

Mn酸化物を炭素で還元する場合，熱分解と還元反応が併進し[3]，1273K以下で容易にMnOが得られる。MnOの炭素熱還元過程ではMn炭化物の生成をへて金属Mnに還元されるが，この金属Mnの蒸気圧は高く約1473Kで95Paにも達するため従来の重量測定法では測定精度が悪くなる。またMn鉱の焼成，予備還元過程では鉱石中に多量に共存する酸化鉄との反応により$MnFe_2O_4$[1]，$(Mn,Fe)_3O_4$[1][2]や(Mn, Fe)O[2]などの複酸化物が生成するため，その還元過程は非常に複雑である。

著者らはこれまで熱重量法にかわって測定精度の高いガス分析法を採用し，Mn酸化物(MnO_2, Mn_2O_3およびMn_3O_4)の炭素熱還元過程について検討を加え，$MnOx$（$x=1.61, 1.42, 1.11$)のような非化学量論的Mn酸化物の生成することを報告した[3]。さらにMn-O系およびFe-Mn-O系のCO_2-H_2混合ガスによる還元平衡を測定し，これらの非化学量論性を明らかにし，各Mn酸化物間およびFe-Mn酸化物間の活量計算をおこなった[4][5]。

Mn鉱の炭素熱還元に関する基礎的資料を得る目的でMnOの炭素熱還元過程におよぼす酸化鉄の影響について検討した結果を報告する。

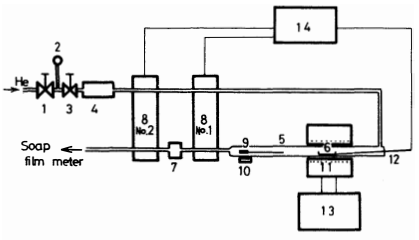
1．実　験　方　法

1.1　試　　料

試薬$Mn(NO_3)_2$から得たMnO_2を1273K，H_2気流中で長時間加熱してMnOを作成し，このMnOとFe_2O_3を十分混合した後Ar雰囲気中1373Kで43.2ks加熱して$MnFe_2O_4$を作成した。各試料をX線回折により検討した結果それぞれの目的成分以外は認められなかった。炭素は高純度グラファイトカーボンをHe中1473Kで焼成後粉砕し，粒度調整して使用した。

1.2　実験装置

Fig. 1に示すようなガス分析装置を使用してMn酸化物および$MnFe_2O_4$の等温，昇温過程の炭素熱還元実験をおこなった。試料は十分混合した後ボートに入れ，電気炉中の石英反応管内の所定位置に挿入する。圧力計，マスフローコントロールバ



1. Pressure regulator
2. Pressure gauge
3. Mass flow control valve
4. Gas refining system
5. Reaction vessel
6. Sample
7. Trap (Ascarite)
8. Thermal conductivity detector (TCD)
9. Iron piece
10. Magnet
11. Furnace
12. Thermocouple
13. Temperature controller
14. Recorder

Fig. 1 Experimental apparatus.

ルブで流量制御したHeを通し，装置が十分に安定したのち昇温を開始する。還元反応にともなって発生したCO_2，COの混合ガスの全量を熱伝導度検出器（TCD, No.1）により測定し，アスカライトトラップにより混合ガス中のCO_2を分離後TCD, No.2により残りのCOを測定した。ガスクロ用標準ガスの検量面積を基準とし，圧力，温度補正をおこなってCO, CO_2を定量した。いずれも酸素量に換算し，時間tまでの除去酸素量を求め，理論除去酸素量に対する比を還元率αとして表示した。

還元反応の生成物は必要に応じて急冷後X線回折をおこなった。

2．実験結果および考察

2.1　昇温過程における炭素熱還元

He流速$1.17\times10^{-6}m^3/s$,昇温速度0.03K/sの条件におけるMnOの還元反応にともなう流出ガス分析曲線とこの還元過程の途中から急冷した試料のX線回折結果を**Fig. 2** に示す。MnOの還元反応は約1323Kからゆっくりと進行し，Mn_7C_3などのMn炭化物の生成することが(A)のX線回折結果より認められる。このMn炭化物はMnOから金属Mnを激しく還元し，その上炭化物の生成は発熱をともなって進行するため吸熱反応であるMnOの炭素熱還元を容易にする。[6] その後1573K付近からCOを発生して急激に次式(1)の直接還元が進行し，金属Mnが生成する(B)。

$$MnO + C = Mn + CO \qquad (1)$$

この還元反応の開始する温度はAshinら[7]の熱重量法によるMnOの炭素熱還元過程で得た1583Kと近似している。

つぎにMn鉱石の主要な成分である酸化鉄はMnOの還元温度領域ではすでに金属鉄に還元されている。酸化鉄を添加してMnOの還元反応に対する影を検討した。　**Fig. 3** に示すようにモル比で15％のFe_2O_3を添加した場合，約1163Kより酸化鉄の還元反応が進行し，つづいて約1273Kより急激に還元反応が進行して(C)に示すようにMnOと金属鉄に分離する。無添加の場合と比較して約60K低い1513Kから式(1)で表わされる還元反応が進行し，(D)に示すようにFe-Mn炭化物が生成する。このようにFe_2O_3を添加した場合，Fe_2O_3だけが順次還元され，結果的には金属鉄を添加した場合と同様の還元挙動を示すことが認められた。

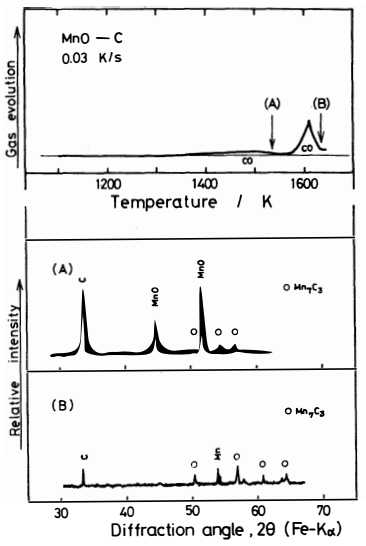


Fig. 2 Effluent gas analysis curve for the reduction of MnO with carbon and the X-ray diffraction patterns for the reduction products.

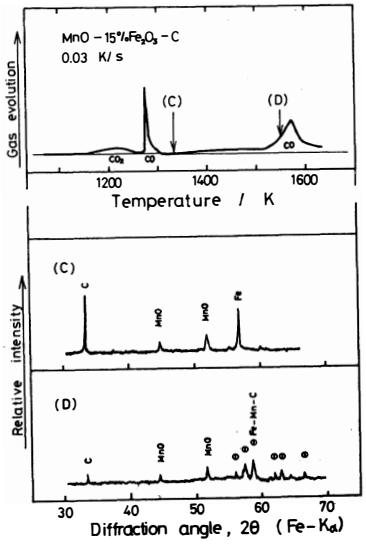


Fig. 3 Effluent gas analysis curve for the reduction of MnO − 15 % Fe_2O_3 with carbon and the X-ray diffraction patterns for the reduction products.

$MnFe_2O_4$の還元反応にともなう流出ガス分析曲線と，各還元段階より急冷した試料のX線回折結果

を **Fig. 4** に示す。約1163Kより還元反応が進行し，MnO，FeOとも明らかに違った(E)のX線回折結果を示すMnO-FeO型の非化学量論的化合物が生成する。この化合物について，CO_2-H_2混合ガスによる$MnFe_2O_4$の還元平衡の測定をおこない平衡酸素分圧一組成等温線図を明らかにした。[5] その後約1273Kから急激に還元反応が進行してMnOと金属鉄に分離し，つづいて約1313KよりMnOの還元反応が進行して(F)に示すようにFe-Mn炭化物が生成する。

このように鉄の存在によって式(1)の反応の開始温度は低下し，MnOの還元反応に対する促進効果が認められる。

2.2　等温過程における炭素熱還元

約1323～1573Kの低温におけるMnOの炭素熱還元の場合，Mn炭化物の生成をへて金属Mnまで還元され，CO-CO_2ガス相を介した連鎖反応によりMnOの還元反応が進行することを明らかにした。[8]

より高温の1598～1639Kの温度範囲における$MnO/C=1/1.5$におけるMnOの還元過程を **Fig. 5** に示す。還元の初期においてわずかに反応の停滞がみうけられるが，還元速度は非常にはやく，1598Kの場合約200sで$\alpha=1.0$に達する。いずれの場合も還元終了後の急冷試料は溶融した小球のかたちでボート内に残留していた。この還元過程に対し，化学反応律速式を適用して整理した結果を **Fig. 6** に示す。αが約0.2～0.8の範囲で直線関係が満足され，**Fig. 7** に示すように速度定数の温度依存性からみかけの活性化エネルギーの値として約494kJ/molが得られる。　この値はAshinら[7]が高温における式(1)で表わされる反応について得た約698kJ/molより少し小さい。

Fig. 8 に示すように，MnOに5%Feを添加した還元過程では1608，1628Kのいずれの場合も鉄の添加によりMnOの還元反応は促進される。この還元過程におけるみかけの活性化エネルギーの値として約452kJ/molが得られ(Fig. 7)，鉄の添加量を増加するとみかけの活性化エネルギーの値は少し小さくなる傾向が認められた。

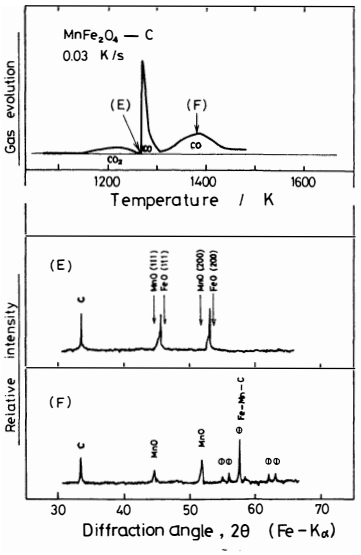


Fig. 4 Effluent gas analysis curve for the reduction of $MnFe_2O_4$ with carbon and the X-ray diffraction patterns for the reduction products.

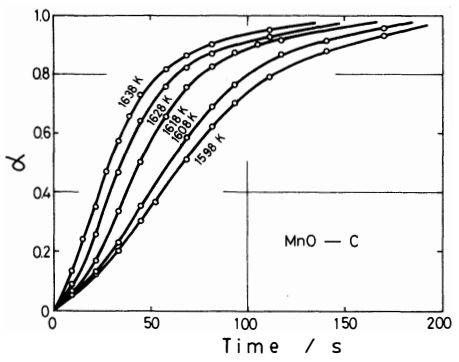


Fig. 5 Effect of temperature on the reduction rate of MnO with carbon.

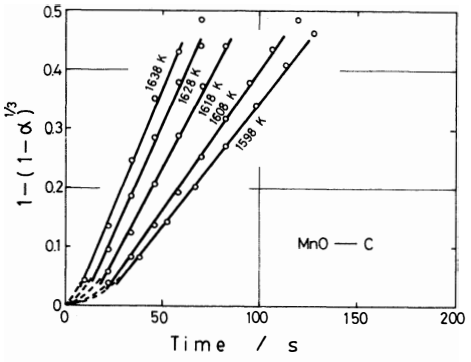


Fig. 6 Relation between time and $1-(1-\alpha)^{1/3}$ for the reduction of MnO with carbon.

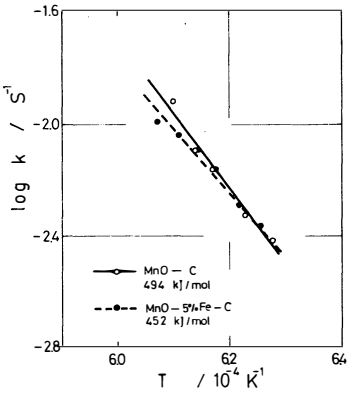


Fig. 7 Effect of iron powder on the reduction rate of MnO with carbon.

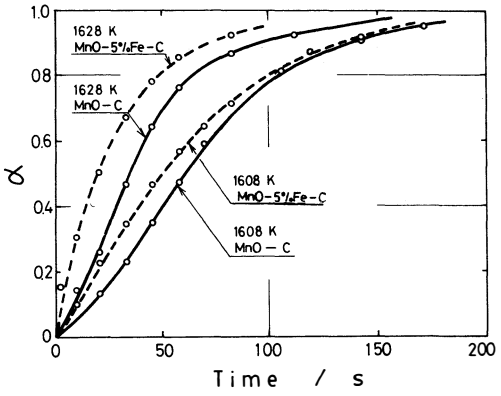


Fig. 8 Arrhenius plots for the reduction of MnO with carbon.

結　　言

ガス分析法を応用した連続測定法を採用してMnOの炭素熱還元過程におよぼす酸化鉄の影響について検討し，次の結論を得た。

(1) MnOの還元反応は約1323Kから進行し，Mn炭化物が生成する。炭素によるMnOの直接還元は約1573KからCOを発生して急激に進行し金属Mnが生成する。

(2) 酸化鉄あるいは鉄粉を添加することによりMnOの直接還元の開始温度は低下し，MnOの還元反応に対する促進効果が認められる。

(3) $MnFe_2O_4$の還元過程では還元の進行にともないMnO-FeO 型の非化学量論的化合物をへて酸化鉄の還元が進行し，MnOと金属鉄に分離する。その後約1313KからMnOの還元反応が進行する。

(4) MnOの還元過程に鉄を添加した場合，MnOの還元にともないFe-Mn炭化物が生成する。高温におけるMnOの直接還元反応に対するみかけの活性化エネルギーの値として約494kJ/molが得られ，この値は鉄の添加量を増加すると小さくなる傾向が認められた。

（昭和51年度秋期，昭和53年度秋期　日本金属学会講演大会で講演）

参　考　文　献

(1) A. J. Georgiev, A. N. Pokhvisnev and E. F. Vegman : Stal', 〔**5**〕(1967), 389.
(2) E. Mazanek : Aufbereit Tech., **18**(1977), 473.
(3) 寺山清志，池田正夫：日本金属学会誌，**45**(1981)，901.
(4) 寺山清志，池田正夫，谷口雅男：第17回熱測定討論会講演（1981），11月.
(5) 寺山清志，池田正夫，谷口雅男：第18回熱測定討論会講演（1982），10月.
(6) A. D. Gotlib : 高炉製銑法の理論，館充訳，日本鉄鋼協会，(1966)，92.
(7) A. K. Ashin and S. T. Rostovtsev : Izv. VUZov. Cher. Met., 〔**10**〕(1964)，13.
(8) 寺山清志，池田正夫：日本金属学会誌，**46**（1982），1138.

On the phenomena in the reduction process of MnO and $MnFe_2O_4$ with carbon.

Masao IKEDA and Kiyoshi TERAYAMA

The effect of iron oxide on the reduction of MnO with carbon was investigated in order to study the characteristics of pre-reduction of Mn ores by the gas analysis method. The results obtained were as follows :

(1) As the reduction of MnO which yields Mn carbide occured from 1323 K, the direct reducton with carbon proceeded from 1573 K and metallic manganese was obtained.

(2) For the reduction of MnO by the addition of Fe or Fe_2O_3, the reduction rate was accelerated and the activation energies were smaller than that (494 kJ/mol) for the general reduction with carbon.

(3) On the reduction process of $MnFe_2O_4$, the nonstoichiometric compound, (MnO-FeO), was formed and the reduction of this compound to MnO and Fe followed from 1273 K. The reduction of $MnFe_2O_4$ which yields Fe-Mn carbide proceeded from 1313 K.

〔和文概要〕

MnO, $MnFe_2O_4$の炭素熱還元における２，３の現象について

池　田　正　夫，寺　山　清　志

ガス分析法を応用した連続測定法を採用してMnOの炭素熱還元過程におよぼす酸化鉄の影響について検討し，次の結論を得た。

(1) MnOの還元反応は約1323Kから進行し，Mn炭化物が生成する。炭素によるMnOの直接還元は1573KからCOを発生して急激に進行し金属Mnが生成する。

(2) 酸化鉄あるいは鉄粉を添加することによりMnOの直接還元の開始温度は低下し，MnOの還元反応に対する促進効果が認められる。

(3) $MnFe_2O_4$の還元過程では還元の進行にともないMnO-FeO型の非化学量論的化合物をへて酸化鉄の還元が進行し，MnOと金属鉄に分離する。その後約1313KからMnOの還元反応が進行する。

（1982年10月20日受理）

マイコンを用いた非線形関数発生器について

高　瀬　博　文，中　川　孝　之

緒　　言

動作系のアナログシュミレーション，リニアライザー，可変ゲインアンプ等のシステムの研究には，非線形関数発生装置が必要であることを感じた。種々の動作系の特性は一般に非線形である場合が多く，すでに，ダイオードをはじめとする非線形素子や演算増幅器などの組合わせからなる非線形特性を得る方法は衆知の通りであるが，その特性，再現性がじゅう分ではない。また，これまでの方法で得られるものは固有の非線形性を得ることができるが，一般性を有するものとはなし得ない欠点を有する。

1．装置の概要

ここでは，入力電圧x(volt)と出力電圧y(volt)との間に$y=f(x)$なる関係を満足する関数発生のための装置をマイクロコンピュータを用いて得ることの作製例について述べるものである。

1.1　動作原理

この装置の動作原理はつぎのようである。

この装置は，マイクロコンピュータとRAM，A/Dコンバータ，D/Aコンバータ等の主な部品から組立てられ，ブロック線図は図1のようである。

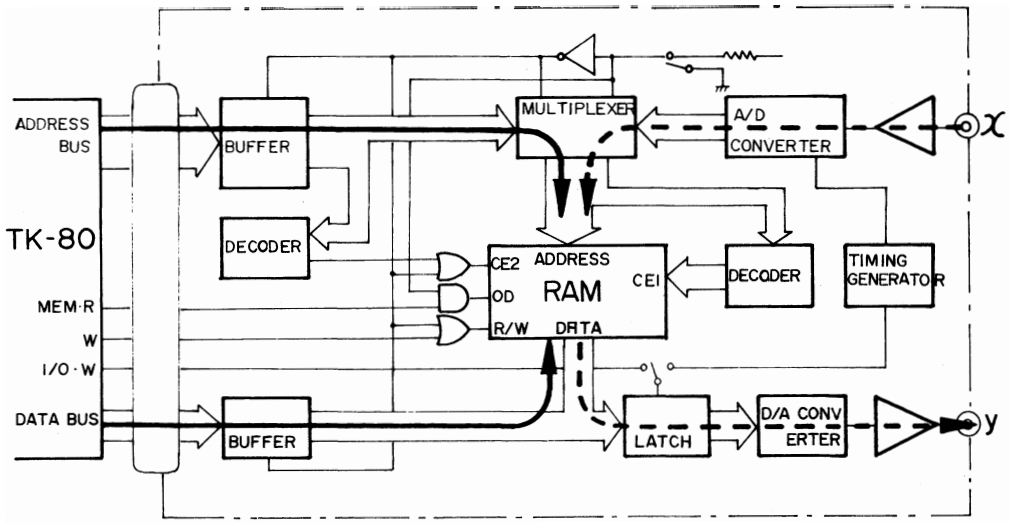


図　1

これらのブロックのアドレスバスやデータバスはコネクタでマイクロコンピュータのバスと接続される。動作は2つに大別され，信号の流れは図において実線と点線とで示す。

実線は使用する前にあらかじめ装置を操作するため，マイクロコンピュータからのデータの伝達をあらわす信号の向きである。また点線は，関数発生器として動作している場合の信号の流れの向きを示している。すなわち，動作にあたり，まず実線で示すようにマイクロコンピュータとRAMとの間のアドレス線およびデータ線を接続し，RAMに関数関係をあらわすデータを書き込む。この場合，コンピュータは所要の関数式に従う数値計算を行ない，得られた結果をRAMの各番地へ格納する。このとき，RAMの各番地が入力電圧xで定まり，その番地に出力電圧$y=f(x)$がデータとして記憶されることになる。

1KバイトのRAMに全部のデータ（1024個）の書き込みが完了した後，使用することが可能となる。

使用に際して，点線で示す使用状態に切り換える。この状態では信号が，アナログ入力（x）→A/Dコンバータ → RAMのアドレス線 → RAMのデータ線 → D/Aコンバータ → アナログ出力信号(y)と矢印の方向に信号が流れる。A/Dコンバータからメモリ，およびメモリからD/Aコンバータ間では10ビットおよび8ビットの2進コードで示される信号として伝達される。D/Aコンバータ以後は，アナログ信号xに対応するyがアナログ信号として出力される。

すなわち，入力信号電圧xをデジタル変換した10ビットの2進コードでRAMのアドレスを指定し，そのアドレス内に記憶されているデータをD/A変換した後，この値を出力信号yとする。

1.2　テーブル用メモリ

関数データを記憶するテーブル用のRAMには，μPD5101を8個使用し，合計1Kバイトの記憶容量とした。このμPD5101は，C MOS RAMで STATIC動作をするものである。このようなタイプのRAM(CMOS, STATIC)をテーブル用のメモリとして使用することによって，バッテリーによる記憶データの保存が可能となる。

RAMに関数データを格納する際のアドレスおよび入力電圧x，出力電圧yとの間の関係を図2によって説明する。

図において横軸および縦軸にそれぞれx，yをとり，共に全域を±10ボルトに配分し，それぞれ入力信号電圧，および出力信号電圧とする。

RAMに対してコンピュータ側から見たアドレス配置は，16進表現でA000～A3FFを割り当てている。この領域の1024点のアドレスに，±10ボルトの入力電圧に対応する関数データを8ビットで記憶する。1024個のアドレスには，数値計算を行なうために，便宜上-512(FE00)～+511(01FF)の数値を割り当てており，このことを図2ではDATA・Xと表示している。

1.3　A/Dコンバータ

アナログ入力電圧を純2進コードに変換して，関数テーブルをアドレスするためにA/Dコンバータを用いている。1Kバイトの関数テーブルをアドレスするためには10ビットの分解能のものが必要となり，各種のA/Dコンバータの中から，AD571JDを選んだ。これは，外付け部品なしに完全にワンチップで動作する利点があるが，変換時間がやや遅いようである。

つぎに，動作の概要に述べたとおり，関数テーブルからデータを読み出す状態，即ち使用状態ではCPUは全く動作に関係しない。これはA/D変換器によってコード化されたデータで，関数テーブ

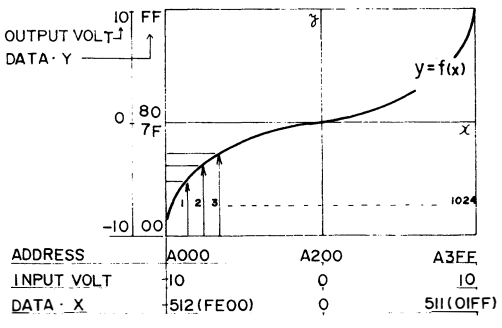


図　2

ルを直接アドレス(DMA)するからである。このとき，関数テーブルをはじめ回路部分は，CPUとは切り離された状態になっている。従って，A/Dコンバータは CPUによって制御されるのではなく，自走的に変換を繰返している。この繰返しに関係するタイミングを図3に示す。

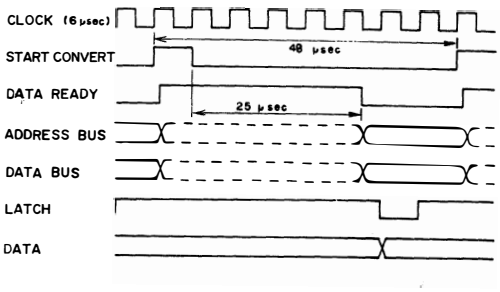


図　3

この繰返しの基本となる CLOCK のタイミングはインバータによる無安定マルチバイブレータによって発生し，周期を6 μsecに定めてある。この CLOCKをリングカウンタで$\frac{1}{8}$に分周して，周期48 μsecのパルスを作り，これをA/D変換器の変換開始信号 (START CONVERT)とする。この立ち下がりでA/D変換が開始され，その後，約25μsec後に DATA・READYがLレベルとなって変換が終了したことを外部に知らせる。 他方，A/D変換されたデータが10ビットのデジタルコードとして確定する。以後，RAMのアドレスバス，データバス，ラッチ等は図のような状態となる。この変換の1サイクルが48μsecとなっている。

1.4　その他の回路

図1に於いて一点鎖線で囲ったブロックが製作を要する部分であり，この結線図を図4に示す。この内，メモリおよびA/Dコンバータの役割りの重要さについてはすでに述べた。その他の各部について詳細な動作などの説明は別の機会に取扱い，ここでは省略したい。

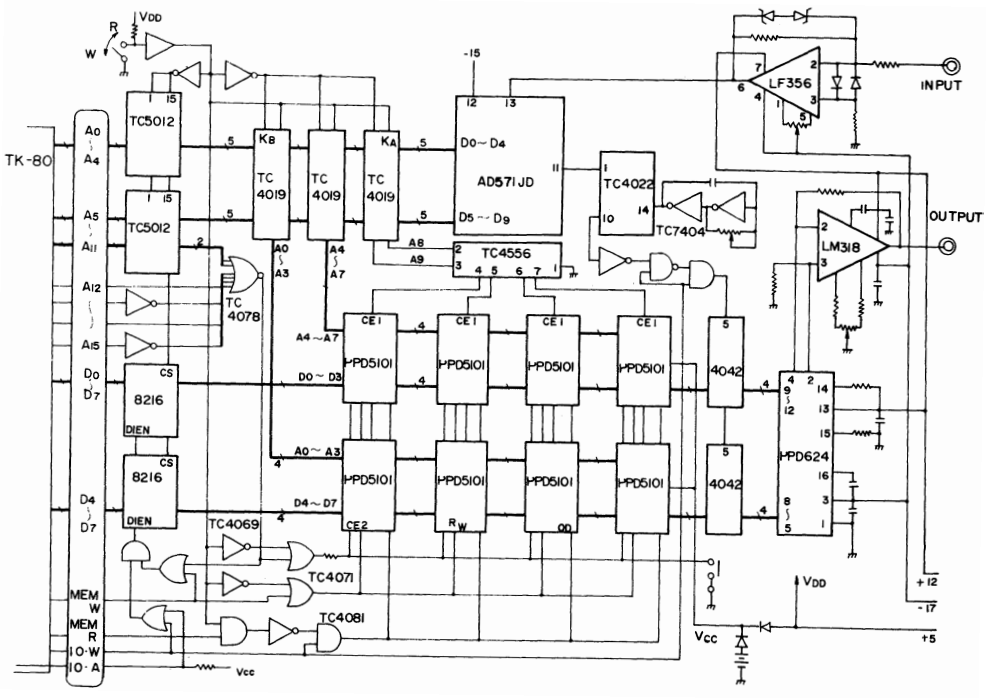


図　4

2．プログラム

マイクロコンピュータの使用は，関数テーブルを作るためのものであることをこれまで述べた。このテーブルの作成の作業はすべてプログラムによって行なわれ，次の３つのプログラムで構成される。

(1) メインループ　初期状態の設定，各部のデータ型式の統一，計算回数のカウントなど，プログラム全体に対する管理を行なう。

(2) 数値計算サブプログラム　四則計算用のサブルーチンで，符号付き４バイト固定小数点演算を行なう。（参考文献１の中の固定小数点演算パッケージを使用）

(3) 関数計算ルーチン　所要の関数式に従う数値計算を上記の数値計算サブプログラムを使用して行なう。

これらのプログラムの実行過程で，プログラム(1)の中で(3)がコールされ，(3)の中で(2)がコールされる。このプログラムに於いて，(1)と(2)は，どのような関数の場合でも共通に使用されるものであり，(3)は所要の関数式に従って，その都度，用意されるものである。

図５にメインループのフローチャートを，図６にその機械語リストを示す。図中，X・INIT, CHECK, COUNTの各プログラムはおよそ次の作業をおこなう。

(a) XINIT　関数計算サブルーチン内で使用するデータＸの初期値をデータエリアに設定する。

(b) COUNT　計算回数のカウント，計算データの転送先の指定，進行状態の表示などを行なう。

(c) CHECK　計算結果のオーバフローをチェックし，データ型式をD/A変換器の入力型式に合わせる。その後データテーブルに転送する。ACCとは計算結果の置かれるワークエリアの先頭番地のことである。

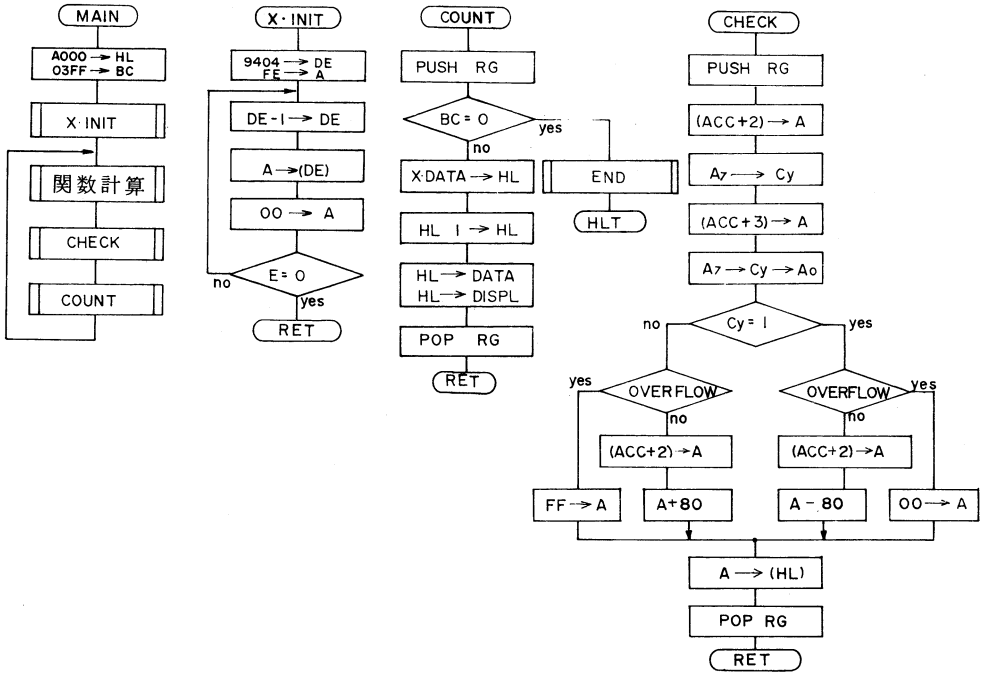


図　5

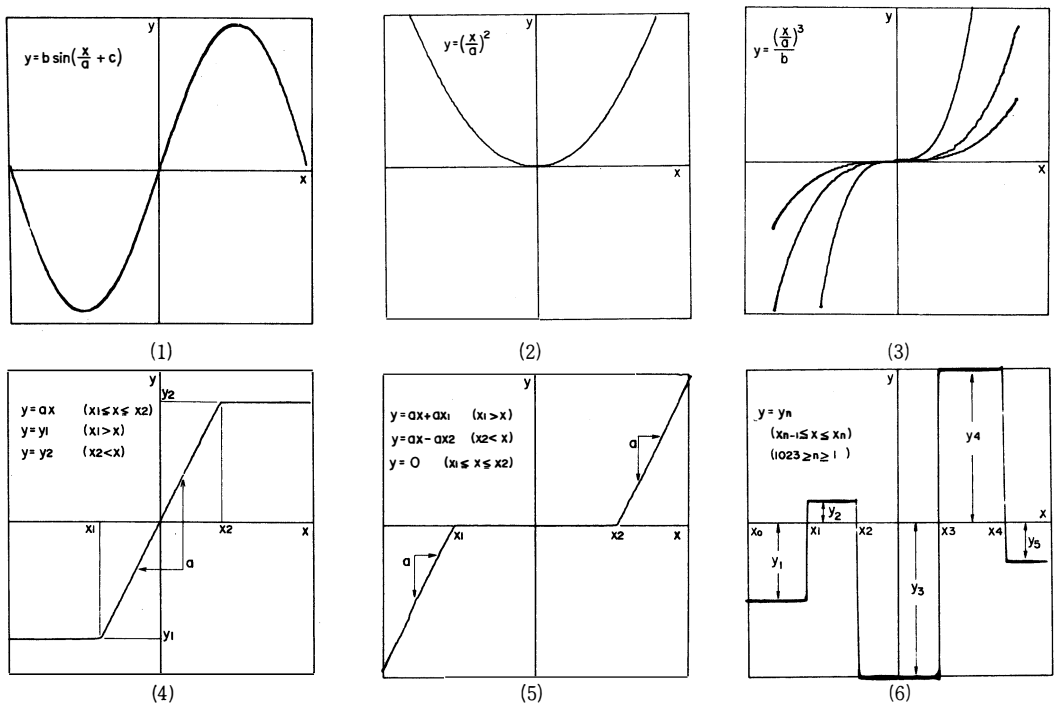
```
.                                                    .
<ADDRESS> <M.CODE>     <MNEMONIC>
.                                                    .
***** JMP      TEABLE ***********
******      SINE           *********
92A0      21 E2 94       LXI H 94 E2
92A3      22 6E 93       SHLD  93 6E
92A6      21 40 94       LXI H 94 40
92A9      22 0A 93       SHLD  93 0A
92AC      C3 00 93       JMP   93 00
******      (X/A)↑3/8        *******
92AF      21 A0 93       LXI H 93 A0
92B2      C3 A9 92       JMP   92 A9
******      (X/A)↑2          *******
92B5      21 47 96       LXI H 96 47
92B8      C3 A9 92       JMP   92 A9
*******     DEADSP           *******
92B8      21 2C 95       LXI H 95 2C
92BE      C3 A9 92       JMP   92 A9
*******      LIMIT           *******
92C1      21 80 95       LXI H 95 80
92C4      C3 A9 92       JMP   92 A9
*******  AX↑3-BX↑2-CX+D    *******
92C7      21 20 96       LXI H 96 20
92CA      C3 A9 92       JMP   92 A9
******  COMPARATOR         ********
92CD      21 93 96       LXI H 96 93
92D0      C3 A9 92       JMP   92 A9
.................................
.................................
.................................
**********************************
.                                .
9300 ::::::: MAIN LOOP ::::::::::
.                                .
**********************************
9300 ....... MAIN .......
9300      21 00 A0       LXI H 00 A0
9303      01 00 04       LXI B 00 04
9306      CD 1D 93       CALL  931D
9309      CD A0 93       CALL  93A0
930C      CD 30 93       CALL  9330
930F      CD 60 93       CALL  9360
9312      23             INX H
9313      C3 09 93       JMP 93 09
931D ...... X INITI SUB ..........
9400                     DATA
9401
9402
9403
931D      F5             PUSH PSW
931E      D5             PUSH D
931F      11 04 94       LXID  9404
9322      3E FF          MVI A FE
9324      1D             DCR E
9325      12             STAX D
9326      CA 2D 93       JZ    932D
9329      AF             XRA A
932A      C3 24 93       JMP   9324
932D      D1             POP D
932E      F1             POP PSW
932F      C9             RET
......OVERFLOW CHECK ..........
......DATA ADJ TO FG ..........
9330      F5             PUSH PSW
9331      3A 06 90       LDA   9006
9334      17             RAL
9335      3A 07 90       LDA   9070
9338      07             RLC
9339      DA 49 93       JC    9349
```

```
933C      EE 00          XRI 00
933E      C2 58 93       JNZ   9358
9341      3A 06 90       LDA   9006
9344      C6 80          ADI 80
9346      C3 5D 93       JMP   935D
9349      EE FF          XRI FF
934B      C2 56 93       JNZ   9356
934E      3A 06 90       LDA   9006
9351      D6 80          SUI 80
9353      C3 5D 93       JMP   935D
9356      3E 00          MVI A 00
9358      C3 5D 93       JMP   935D
9358      3E FF          MVI A FF
935D      77             MOV M A
935E      F1             POP PSW
935F      C9             RET
.........    COUNTER  ..........
9360 ......COUNTER ............
:                              :
9360      F5             PUSH PSW
9361      00             NOP
9362      E5             PUSH H
9363      08             DCX B
9364      78             MOV A B
9365      EE 00          XRI 00
9367      C2 70 93       JNZ   9370
936A      79             MOV A C
936B      EE 00          XRI 00
936D      CA 80 93       JZ    9380
9370      2A 02 94       LHLD 9402
9373      23             INX H
9374      22 02 94       SHLD 9402
9377      22 F6 83       SHLD 83F6
937A      C3 C0 93       JMP 93C0
937D      E1             POP H
937E      F1             POP PSW
937F      C9             RET
......  END MESSAGE ...........
9380 ......END ...............
:                              :
9380      21 F8 83       LXI H 83F8
9383      3E 6F          MVI A 6F
9385      77             MOV M A
9386      23             INX H
9387      3E 8F          MVI A 8F
9389      77             MOV M A
938A      23             INX H
938B      77             MOV M A
938C      23             INX H
938D      3E 5E          MVI 5E
938F      77             MOV M A
9390      76             HLT
.....  DISPLAY HL RESISTER  .....
93C0 ......DISP ...............
:                              :
93C5      F5             PUSH PSW
93C1      C5             PUSH B
93C2      D5             PUSH D
93C3      E5             PUSH H
93C4      CD C0 01       CALL 01C0
93C7      E1             POP H
93C8      D1             POP D
93C9      C1             POP B
93CA      F1             POP PSW
93CB      C3 70 93       JMP 9370
```

図－6

3．実　験　例

関数発生器は種々の用途に使用できるが，この研究を行なった目的は，非線形振動系に対するアナログシュミレーションの際に非線形特性を有する演算要素がしばしば必要となるからである。このような場合に使用頻度の多い関数として，正弦波，２次，３次，飽和，不感帯，コンパレータなどのプログラムを作成した。つぎにその結果得られた特性曲線をXYレコーダ上に描いた例を図７に示す。図中のa,b,c,d,x_n,y_n 等は設定可能なパラメータである。



図－７

結　　言

マイクロコンピュータを使用して，アナログ計算機をはじめ，その他の装置に必要となる非線形特性を有する，使い易い関数発生器を得ることを目的として試作した。その結果本装置は，波形の精度再現性，および波形の変更に対する柔軟性などにおいて一応満足するものが得られた。

しかしヒステリシス関数のように，或る入力値に対し，２つ以上の出力値を有するような関数形は発生できず，工夫を要することがわかった。

なお，現在約20〔Hz〕の繰返しに対応できるが，この値はデータの読み出しにDMAを使用している効果を充分に発揮してはいない。これはA/D変換器の変換時間が最も支配的であり，高速A/D変換のための工夫も必要である。

参考文献　(1)　大川善邦　　演算プログラムの作り方　　90　　（1981）産報出版
(2)　松坂知行　　インターフェース　　183，2（1982）ＣＱ出版社
(3)　蒲生良治　　トランジスタ技術　　241，4（1979）ＣＱ出版社

On the Device of the Nonlinear Function Generator by using the μ-Computer

Hirofumi TAKASE, Takayuki NAKAGAWA

This report is explained to the working of the apparatus which is made the function generator by associating μ-computer with programs of the machine words, and generated the characteristics curves of generator.

マイコンを用いた非線形関数発生器について

〔英文和訳〕

高　瀬　博　文，中　川　孝　之

この報告は，μコンピュータと機械語のプログラムの組合せにより作られた関数発生器の働きに関する説明と，その装置の特性曲線が図示されている。

（1982年10月20日受理）

制御系の初等的な諸問題に対する パーソナルコンピュータの利用について

小川恵三※，梅田浩司※，舘喜美子
高瀬博文，中川孝之

諸　　言

BASIC言語を用いた最近のコンピュータは，過去に用いた手廻し式機械的計算機，押ボタン式電子計算機の計算能率に比べてその能率がきわめて高く，データ処理装置と組合せ使用すると，研究上でも装置設計上でも有用な器具となる。すなわち，コンピュータと，ＸＹプロッタよりなる装置は，プログラム作成の工夫の仕方によって各種の問題の処理が可能となり，研究作業の能率をいちじるしく向上させる。

本報告は，制御工学上の諸問題の中で，代表的な幾つかの問題の処理を対象とし，その演算用プログラム，および演算例を示し，後日この種の諸問題を取扱う際にプログラム作成上の手数を省略したり，又プログラムの改良を試みるための資料とするため，今までに作成したプログラムと，処理上の成果との記述を目的としたものである。

特に，コンピュータによる演算では，パラメータの変化によって数多くのデジタル値（計算値）が算出されるので，問題の考察に便利なように，コンピュータとＸＹプロッタとから成るシステム上でこれらの数多くのデータ値の処理について工夫が必要となる。ここでは処理の対象とする問題として，古典制御理論における基礎的な例を取扱うことにした。

ここで使用したコンピュータはPANAFACOM C15Eであり，XYプロッタは渡辺測器WX4671型，（マイプロット）である。

1．プログラム作成上の概要

コンピュータとＸＹプロッタ（プリンタではなく）とを組合せ，デジタル量として得られる計算値に対し，適当な演算処理の後，ＸＹプロッタ面上では，プログラム中のパラメータの変化に応じてプロッタ面上の図形が変る。このような利用の仕方は数多いデジタル値の整理を容易ならしめ，そして，この図形の変化は，問題の解析と考察とを行なうための重要な手がかりとなる。このような取扱い，すなわちプロッタ面上の図形から設計の変更，および動作の修正などを行なう際，最も良く使用する記録紙は，直角座標系用（方眼紙，片対数，両対数）および極座標系用の方眼紙である。それ故本節で，これらの方眼紙を白紙上に画くためのプログラムをのべ，次節においてコンピュータを用いて制御に関する諸問題を取扱った例についてのべる。

※小川恵三：ヤンマーディーゼル株式会社
※梅田浩司：岐阜県庁

1.1　直角座標軸作図用プログラム

代数式の関数関係，複素平面上のベクトルの表示等にこの方眼紙が用いられ，これらの目盛を記録紙に作図する必要がある。そこでつぎに，コンピュータ，XYプロッタよりなる系を動作させるBACIC言語（横軸，縦軸等の目盛，および座標の値を指示する命令）により組立てられたプログラムと，プロッタ上に画かれた図形とを，プログラム１，図１に示す。

```
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
30 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
40 IFC #5
50 EOR #5:'0D'
60 CONNECT #5:30,1
70 PRINT #5:"H"
80 PRINT #5:"S2"
110 PRINT #5:"M1200,3
00"
120 PRINT #5:"X0,100,
10"
130 PRINT #5:"M100,12
00"
140 PRINT #5:"X1,100,
25"
150 REM
160 A0=-5
170 FOR B0=200 TO 260
0 STEP 200
180 PRINT #5:"M";B0-2
0;",1250"
190 PRINT #5:"P";A0;"
"
200 A0=A0+1
210 NEXT B0
220 REM
230 A1=-4
240 FOR B1=400 TO 210
0 STEP 200
250 PRINT #5:"M1110,"
;B1-20;""
260 PRINT #5:"P";A1;"
"
270 A1=A1+1
280 NEXT B1
300 PRINT  #5:"H"
310 END
```

プログラム１

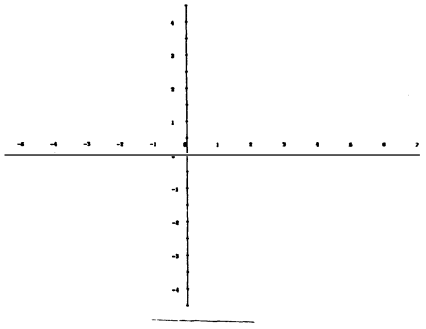


図　1

つぎに，このプロッタ上のペン動作の概略について，プログラムとプロッタ上の図形とを対応させて説明する。行番号10－60：コンピュータとXY プロッタ間の信号の授受を指定，110－140：プロッタ上，Y軸，X軸の作図，160－210，及び230－280：それぞれY軸，及びX軸上の座標値をプリントすることの命令文である。そして図１はプロッタ上のペンの作図例である。

1.2　方眼紙作図用プログラム

この方眼紙は，実験観測値相互の関係を明らかにするため用いられ，図式的関係から実験式の誘導に良く使用される。この場合，方眼紙には普通の目盛のもの，片対数，および両対数方眼紙等がある。これらの方眼紙の縦横座標の値や，目盛間隔は，実験・考察など取扱いの都合で任意の値に選ぶ。すなわち，プログラム上で，特定の命令文上の数値を変更して任意の目盛にすれば，希望する任意の方眼紙がプロッタ上に作図できる。例えば，まず普通の方眼紙作図用のプログラム，及び作図例はプログラム２，及び図２となる。

```
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5:'0D'
50 CONNECT #5:30,1
60 PRINT #5:"H"
70 PRINT #5:"M300,300
"
80 PRINT #5:"S2"
310 FOR A=0 TO 25
320 X=A*100+300
350 PRINT #5:"M";X;",
300"
360 PRINT #5:"D";X;",
300"
370 PRINT #5:"D";X;",
2100"
390 PRINT #5:"M";X;",
300"
400 NEXT A
405 REM
410 PRINT #5:"S3"
420 FOR B=0 TO 18
430 Y=B*100+300
440 PRINT #5:"M300,";
Y;""
450 PRINT #5:"D300,";
Y;""
460 PRINT #5:"D2800,"
;Y;""
470 PRINT #5:"M2800,"
;Y;""
480 NEXT B
485 REM
490 M=M+100
500 PRINT #5:"M180,30
0"
510 FOR B=0 TO 180 ST
EP 10
520 PRINT #5:"P";B;""
530 PRINT #5:"M180,";
300+M;""
540 M=M+1000 NEXT B
545 REM
550 PRINT #5:"S2"
560 M=200
570 PRINT #5:"M300,24
0"
580 FOR A=0 TO 250 ST
EP 20
590 PRINT #5:"P";A;""
610 PRINT  #5:"M";M+3
00;",240"
615 M=M+200
620 NEXT A
630 PRINT #5:"H"
999 END
```

プログラム２

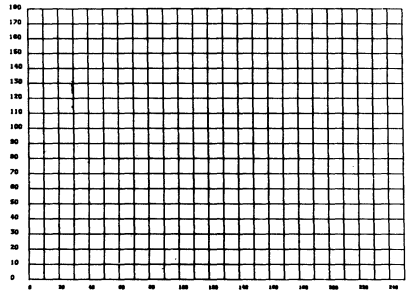


図　2

前と同様，プログラムの行番号とペン動作の関係の説明はつぎのようである。行番号10－50：コンピュータとXY プロッタ間の接続，310－400，及び420－480：それぞれ25本，及び18本の縦線，及び横線の作図をする。つぎに490－540，及び560－620：それぞれ縦座標の目盛，及び横座標の目盛の作図を行なう。その他，行番号80，410，550は，座標値の文字の大きさの指定信号である。

1.3　片対数，両対数目盛方眼紙作図用プログラム

長い時間，及び周波数を変数とする実験結果の表示や，それらの関係を考察したり，またそれらの関係を実験式であらわすことを目的とするような取扱いにおいて，良く使用する方眼紙である。この

用紙をプロッタ上の白紙に画かせるためのプログラムは，つぎのプログラム３，及び４，そして作図例は図３，図４である。

```
5 REM "ﾛｸﾞ ｾｲｽｳ ｸﾞﾗﾌ"
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5:'0D'
50 CONNECT #5:30,1
70 PRINT #5:"H"
73 PRINT #5:"M300,300
"
75 PRINT #5: "S3"
77 INPUT K,L,M,S,Q,R,
T
80 A=1
81 B=10
82 C=1
90 FOR D=A TO B STEP
 C
100 X=INT(300+K*LOG10
(D))
110 PRINT #5:"D";X;",
300"
120 PRINT #5:"D";X;",
";L;""
130 PRINT #5:"M";X;",
250"
135 IF D<>A THEN 145
140 PRINT #5:"P";Q;""
145 PRINT  A,X,D
150 PRINT #5:"M";X;",
300"
160 NEXT D
170 IF A=M  THEN 200
180 A=A*10
181 B=B*10
182 C=C*10
190 GOTO 90
200 G=-R
210 FOR Y=400 TO L ST
EP Q
220 PRINT #5:"M";S;",
";Y;""
230 PRINT #5:"D300,";
Y;""
240 PRINT #5:"M200,";
Y;""
245 G=G+T
250 PRINT #5:"P";G;""
260 PRINT #5:"M";S;",
";Y;""
270 NEXT Y
280 PRINT #5:"H"
290 END
```

プログラム３

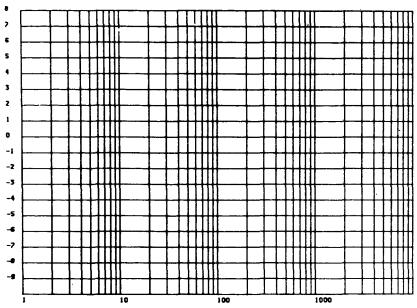


図　３

```
10 DIM IBF(20),OBF(2
0)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5:'0D'
50 CONNECT #5:30,1
60 PRINT #5:"H"
70 PRINT #5:"M300,300
"
80 PRINT #5:"S3"
90 READ K,L,M,S,R,Q
95 DATA 625,2175,1000
,2000,0.1,1.0
100 A=1
110 B=10
120 C=1
130 FOR D=A TO B STEP
 C
140 X=INT(300+K*LOG10
(D))
150 PRINT #5:"D";X;",
300"
160 PRINT #5:"D";X;",
";L;""
200 PRINT A,X,D
210 PRINT #5:"M";X;",
300"
220 NEXT D
230 IF A=M THEN 280
240 A=A*10
250 B=B*10
260 C=C*10
270 GOTO 130
280 PRINT #5:"M300,30
0"
290 A=1
300 B=10
310 C=1
320 FOR E=A TO B STEP
 C
330 Y=INT(300+K*LOG10
(E))
340 PRINT #5:"D300,";
Y
350 PRINT #5:"D";S;",
";Y
352 PRINT A,E,Y
354 PRINT #5:"M300,";
Y
400 NEXT E
410 IF A=100 THEN 500
420 A=A*10
430 B=B*10
440 C=C*10
450 GOTO 320
470 PRINT #5:"H"
500 REM
510 FOR X1=300 TO S S
TEP K
520 PRINT #5:"M";X1;"
,250"
530 PRINT #5:"P";R;""
540 R=R*10
550 NEXT X1
600 REM
610 FOR Y1=300 TO L S
TEP K
620 PRINT #5:"M180,";
Y1
630 PRINT #5:"P";Q;""
640 Q=Q*10
650 NEXT Y1
660 PRINT #5:"H"
700 END
```

プログラム４

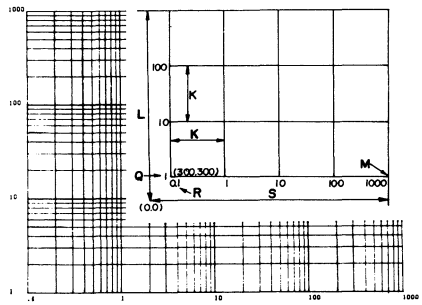


図　４

1.3.1　片対数方眼紙作成用プログラム（プログラム３，及び図３参照）

プログラムの行番号とペン動作の関係について，簡単に説明する。行番号10－50は前例と同様で，80－ 160 ：横軸方向の長さＫを対数目盛１～10に分割し縦線を画く。この操作を指定したＭの値まで繰り返す。（図４参照）200－270：Ｌの長さに対し等間隔の横線を作図する。横罫線の座標値をプリントする。これらのプリント操作を終了して，片対数方眼紙が作られるが，その外この図面の意義を明らかにするため，さらに空白部分の適当な場所にそれぞれの内容をプリントする命令文を付け加え，プログラムが完成される。

1.3.2　両対数方眼紙作成用プログラム（プログラム４，及び図４参照）

1.3.1 でのべた片対数方眼紙作成用プログラム中の80－ 190 に相当する命令文中のＸをＹとしてプログラムの290－450までの命令文を付加したものがプログラム４であり，このとき両対数方眼紙が作成される。

```
10 'KEM KYOKU ZAHYO
20 DIM IBF(20),OBF(20
)
30 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
40 IFC #5
50 EOR #5:'0D'
60 CONNECT #5:30,1
70 PRINT #5:"H"
80 T=0.0174532
90 READ A,B
100 DATA 1750,1300
110 FOR R=200 TO 1000
 STEP 200
120 X0=INT(A*R)
130 Y0=INT(B)
140 PRINT #5:"M";X0;"
,";Y0
150 FOR I=0 TO 360
160 T1=I*T
170 X=INT(R*COS(T1)+0
.5+A)
180 Y=INT(R*SIN(T1)+0
.5+B)
190 PRINT #5:"D";X;",
";Y
200 NEXT I
210 NEXT R
220 REM
230 PRINT #5:"S3"
235 C=0
240 FOR I=0 TO 315 ST
EP 45
280 T1=I*T
290 X=INT(1000*COS(T1
)+0.5+A)
300 Y=INT(1000*SIN(T1
)+0.5+B)
310 PRINT #5:"M";A;",
";B
320 PRINT #5:"D";X;",
";Y
330 X1=INT(1050*COS(T
1)+0.5+A-30)
340 Y1=INT(1050*SIN(T
1)+0.5+B)
350 PRINT #5:"M";X1;"
,";Y1
360 PRINT #5:"P";C;""
365 C=C+45
375 NEXT I
380 PRINT #5:"M1890,1
310"
390 E=2
410 FOR F=1890 TO 249
0 STEP 200
420 PRINT #5:"M";F;",
1310"
430 PRINT #5:"P";E;""
440 E=E+2
450 NEXT F
460 PRINT #5:"H"
500 END
```

プログラム５

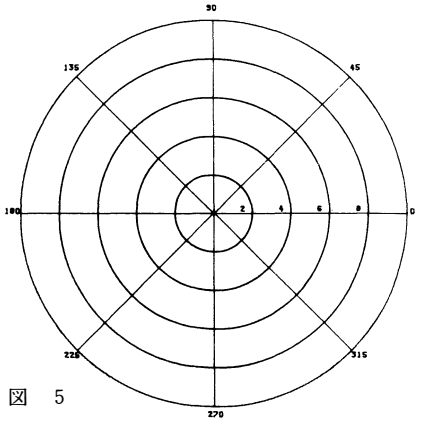


図　５

1.4　極座標系用目盛作成プログラム

この図は制御工学におけるベクトル軌跡を求める場合や，その他，数式を極座標系上に表示する場合に用いられる。このプログラム，および作図例は，プログラム5，及び図5の通りである。なおプログラムに対して簡単に説明すると，20−60：計算機とXYプロッタ接続命令，80−210：原点を中心とする円の作図，235−375：原点を通る8つの方位とその角度との作図。380−450：横軸上の座標値を表示するための命令である。

2．伝達関数のベクトル軌跡

2.1　簡単な伝達関数に対する一般的な処理方法

一般に伝達関数は，演算子Sに関する分数式で，その式の分子，分母はSに関する多項式であらわされる。いま周波数応答特性を考え，S＝jwとおき，伝達関数の実数部をXl，虚数部をYlとすれば伝達関数は複素数Xl＋jYlとなり，これらのXl，Ylは，後に示すように，円振動数wの関数として求められる。つぎにこの複素量をXYプロッタ面上に表示するには，特定の換算式を用い（後述の(9)式），この式にコンピュータにより計算されたXl，Yl，を代入して，例に示すプログラム命令によりプロッタ面上にベクトル軌跡が求められる。ベクトル軌跡が求められると，それぞれの円振動数に対するゲイン，及び位相角の凡その値が，このようにしてえられたXYプロッタ上のベクトル軌跡から推定できる。

つぎに一般の伝達関数の中で，関数の形が異なる比較的簡単なつぎの伝達関数の式(1)〜(4)についても同様に複素数Xl＋jYlの実数部Xl，虚数部Ylを求め，それぞれ式(5)〜(8)に示す関係がえられる。

$$G(S)=\frac{K(1+T_1S)}{(1+T_2S)(1+T_3S)} \tag{1}$$

$$G(S)=\frac{K(1+T_1S)}{S(1+T_2S)((1+T_3S)(1+T_4S)} \tag{2}$$

$$G(S)=\frac{e^{-SL}}{S} \tag{3}$$

$$G(S)=\frac{e^{-SL}}{1+TS} \tag{4}$$

すなわちこれら(1)，(2)，(3)，(4)式において，それぞれの場合のXl，Ylは簡単な計算からつぎのように求められる。

$$\begin{cases} Xl=K\{1-T_2T_3w^2+T_1(T_2+T_3)w^2\}/Z \\ Yl=K(T_1-T_2-T_3-T_1T_2T_3w^2)w^2/Z \\ Z=(1-T_2T_3w^2)^2+(T_2+T_3)^2w^2 \end{cases} \tag{5}$$

$$\begin{cases} Xl=K(T_1-T_2-T_3-T_4)w/Z \\ Yl=-K\{1+(T_1T_2+T_2T_3-T_3T_4-T_4T_1-T_4T_2-T_1T_3)w^2-T_1T_2T_3T_4w^4\}/Z \\ Z=w(1+T_2^2w^2)(1+T_3^2w^2)(1+T_4^2w^2) \end{cases} \tag{6}$$

$$\begin{cases} Xl = SIN(wL)Z \\ Yl = COS(wL)Z \\ Z = -1/w \end{cases} \tag{7}$$

$$\begin{cases} \overline{Xl} = \{COS(wL) - T\cdot\underline{w}\cdot SIN(wL)\}/Z \\ Yl = -\{SIN(wL) + T\cdot w\cdot COS(wL)\}/Z \\ Z = 1 + T^2w^2 \end{cases} \tag{8}$$

複素数Xl＋jYlの原点を，XYプロッタ上の任意の点の座標X_0，Y_0と一致させ，プロッタ上の標準長さとXl，Ylの長さの比を考慮し，次の算式により座標変換をする。

$$\begin{aligned} X &= INT(X_0 + \alpha Xl) \\ Y &= INT(Y_0 + \beta Yl) \end{aligned} \tag{9}$$

ここで，α，βはプロッタの座標の値を基準にした拡大，または縮小率をあらわす。そしてすでにのべたある換算式とはこの式のことである。

式(1)……(8)の中の時定数T_i($i=1,2$ ……とする）をプログラム中に記入する際，T_1の代りに便宜上変数A，B，C，D，等とおいて作成した例もある。

つぎに伝達関数のベクトル軌跡を求めた例をしめす。

2.2　G(S)＝K(1＋T₁S)/(1＋T₂S)(1＋T₃S)のベクトル軌跡

G(S)＝K(１＋T₁S)/(１＋T₂S)(１＋T₃S)のベクトル軌跡を求めるプログラム，及びベクトル軌跡はプログラム６，図６となる。なお，このプログラムと作図との関係をつぎに説明する。

```
5 REM /VECTOR.SRC
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5: @D
50 CONNECT #5:30,1
60 PRINT #5:"H"
70 INPUT USING "T1,T2
,T3,K=":T1,T2,T3,K
80 PRINT #5:"M200,200
0"
90 PRINT #5:"S9"
100 PRINT #5:"PVECTOR
 LOCUS"
110 PRINT #5:"M100,10
00"
120 PRINT #5:"X1,250,
8"
130 PRINT #5:"M600,25
0"
140 PRINT #5:"X0,250,
6"
150 PRINT #5:"S4"
160 A=-1
170 FOR B=100 TO 2000
 STEP 500
180 PRINT #5:"M":B:",
1050"
190 PRINT #5:"P":A:"-
200 A=A+1
210 NEXT B
220 PRINT #5:"M500,18
00"
230 PRINT #5:"P "
240 PRINT #5:"M550,15
00"
250 PRINT #5:"P1"
260 PRINT #5:"M500,50
0"
270 PRINT #5:"P-1"
280 DIM R(1000)
290 DIM S(1000)
295 Q=0
300 FOR W=0 TO 0.5 ST
EP 0.005
310 GOSUB 5000 NEXT W
320 FOR W=0.51 TO 1 S
TEP 0.01
330 GOSUB 5000 NEXT W
340 FOR W=1.05 TO 7 S
TEP 0.05
350 GOSUB 5000 NEXT W
360 FOR W=8 TO 70
370 GOSUB 5000 NEXT W
380 FOR W=0 TO 1 STEP
 0.1
390 Q=1
400 GOSUB 5000 NEXT W
410 FOR W=1 TO 5
420 Q=1
430 GOSUB 5000 NEXT W
440 GOTO 700
500 REM SUB PROGRAM
510 Z=(1-T2*T3*W*W)^2
+(T2+T3)^2*W*W
520 Xl=K*(1-T2*T3*W*W
+T1*(T2+T3)*W*W)/Z
530 Yl=K*((T1-T2-T3-T
1*T2*T3*W*W)*W)/Z
540 X=INT(600+X1*500)
550 Y=INT(1000+Y1*500)
552 IF Q<>1 THEN 580
555 V=W*10
560 R(V)=INT(600+X1*5
00)
570 S(V)=INT(1000+Y1*
500)
575 PRINT V,R(V),S(V)
577 GOTO 620
580 IF W<>0 THEN 600
590 PRINT #5:"M";X;"
";Y
600 PRINT #5:"D";X;"
";Y
610 PRINT #5:"P"
620 RETURN
700 PRINT #5:"S3"
720 PRINT #5:"M";R(0)
;",";S(0)
730 FOR V=0 TO 10
740 GOSUB 5000 NEXT V
750 FOR V=20 TO 30 ST
EP 10
760 GOSUB 5000 NEXT V
770 V=50
800 REM SUB PROGRAM
810 PRINT #5:"M";R(V)
;",";S(V)
815 PRINT #5:"D";R(V)
;",";S(V)
817 PRINT #5:"N6"
820 PRINT #5:"P20,-20
"
830 PRINT #5:"P";V/10
;""
840 PRINT #5:"M";R(V)
;",";S(V)
845 PRINT W,R(V),S(V)
850 IF V=50 THEN 900
860 RETURN
900 PRINT #5:"M1200,1
600"
905 PRINT #5:"S5"
910 PRINT #5:"PG(s)="
920 PRINT #5:"R0.14"
930 PRINT #5:"I600,0"
940 PRINT #5:"M1500,1
650"
950 PRINT #5:"PK(1+T1
s),"
960 PRINT #5:"M1400,1
550"
970 PRINT #5:"P(1+T2s
)(1+T3s)"
980 PRINT #5:"M1200,1
450"
990 PRINT #5:"PDATA:T
1,T2,T3,K=";T1;",";T2
;",";T3;",";K
1000 PRINT #5:"M1400,
1350"
1010 PRINT #5:"P((T1/
T2)=";T1/T2;")"
1020 PRINT #5:"H"
9999 END
```

プログラム６

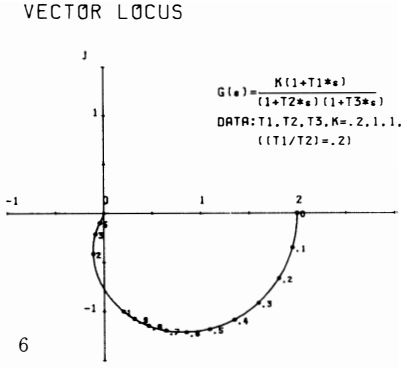


図　6

行番号5－270：XY プロッタ上にすでに示した座標系を作図する命令文で，280－360：wが0～0.5まで0.005間隔，0.5－1.0まで0.01，そして１～７まで0.05間隔に，行番号500－620までに書かれたサブプログラムにより，Xl，Ylを計算し，ベクトル軌跡を作図するものである。また，380－440：w＝0.1より５までそれぞれのXl，Yl　を計算し，その近傍にwの値をプリントする命令文である。900－1020：XYプロッタの空白部に伝達関数と演算条件をプリントする文である。

このプログラムにおいて，もし別の伝達関数に対するベクトル軌跡を画く場合には，サブプログラム，510－530の命令文の代りに，表１に示した伝達関数に対応する関数式Xl，Yl，Ｚを代入し，更に行番号900－1020間の文に修正した関数形をあたえると，新たなプログラムに従った解がえられる。

2.3 G(S)={K/S(CS+1)(DS+1)}{(AS+1)/(BS+1)}のボード線図

```
5 REM ﾎﾞｰﾄﾞｾﾂｽﾞ (J1)
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5:"0D"
50 CONNECT #5:30,1
70 PRINT #5:"H"
80 DIM R(2900)
90 INPUT USING "A,B,C
,D,ﾔｲﾝ=":A,B,C,D,K
95 R2=00 O=0
100 FOR X1=0 TO 2500
STEP 10
110 W=10^(X1/625)*0.0
1
130 C1=(C*B*D*(W^4)-B
*W*W-C*W*W-D*W*W)^2+(
W-C*B*(W^3)-B*D*(W^3)
-C*D*(W^3))^2
140 A1=K*(A*W*W-A*B*C
*(W^4)-A*B*D*(W^4)-A*
C*D*(W^4)+C*B*D*(W^4)
-B*W*W-C*W*W-D*W*W))/C
1
150 B1=K*(A*B*C*D*(W^
5)-A*B*(W^3)-A*C*(W^3
)-A*D*(W^3)-W+C*B*(W^
3)+B*D*(W^3)+C*D*(W^3
))/C1
160 Y1=10*LOG10(A1*A1
+B1*B1)
170 R1=DEG(ATN(B1/A1)
)
180 IF ABS(R1-R2)>=10
0 THEN 200
190 R1=P1@ GOTO 205
200 R1=R1-180
205 R2=R1
210 X=INT(X1+300)
220 Y=INT(1200+Y1*10)
225 R(X)=INT(1200+R1*
10)
230 IF X<>300 THEN 25
0
235 IF O=1 THEN 280
240 PRINT #5:"M"+X;",
"+Y
250 IF O=1 THEN 280
251 PRINT #5:"D"+X;",
"+Y
253 IF O=1 THEN 280
255 IF Y<300 THEN 282
270 PRINT W,Y1,R1
280 NEXT X1
281 IF O=1 THEN 290
282 PRINT #5:"S5"
284 PRINT #5:"M1600,1
250"
286 PRINT #5:"PG"
288 O=1@ GOTO 280
290 FOR X=300 TO 2800
 STEP 10
300 IF X<>300 THEN 32
0
310 PRINT #5:"M"+X;",
"+R(X)
320 PRINT #5:"D"+X;",
"+R(X)
325 IF R(X)<300 THEN
343
330 PRINT X,R(X)
340 NEXT X
343 PRINT #5:"M1150,1
650"
345 PRINT #5:"PI"
350 PRINT #5:"S6"
360 PRINT #5:"M1500,2
300"
370 PRINT #5:"PG(3)="
375 PRINT #5:"R0,20"
380 PRINT #5:"I680,0"
385 PRINT #5:"R20,-20
"
390 PRINT #5:"Px"
395 PRINT #5:"R5,20"
400 PRINT #5:"I214,0"
410 PRINT #5:"M2000,2
335"
420 PRINT #5:"PK"
440 PRINT #5:"M1745,2
265"
450 PRINT #5:"P (C*S+
1)(D*S+1)"
500 PRINT #5:"M2451,2
335"
510 PRINT #5:"P A*S+1
"
520 PRINT #5:"M2451,2
265"
530 PRINT #5:"P B*S+1
"
540 PRINT #5:"M2050,1
50"
545 PRINT #5:"S4"
550 PRINT #5:"PDATA:A
;B;C;D;K="
560 PRINT #5:"P";A;",
";B;",";C;",";D;",";K
;""
2000 PRINT #5:"H"
9999 END
```

プログラム7

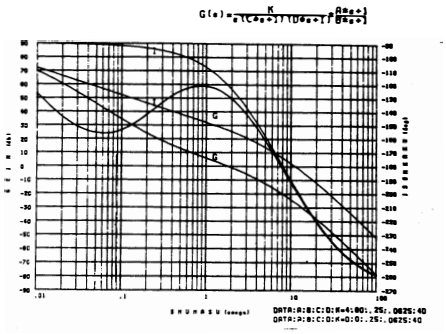


図 7

まずXYプロッタ上に1.3節に示したプログラムにより，片対数グラフおよび座標の値を図示し，前節2.2のベクトル軌跡の例と同じ手続にしたがったプログラムによって伝達関数のボード線図がえられる。

なわち，行番号80−280：wの種々の値に対する伝達関数の実数部Xl，虚数部Yl，および位相角を求め，ゲイン曲線（230−286の命令文）と，位相角の特性曲線（288−345の命令文）とを書くことができる。なお，プロッタの空白部に伝達関数，および演算条件等を350−560の命令文によって表示される。

ここで上式のA，B，C，D，Kは時定数，およびゲイン定数で，これらの定数のえらび方によって種々なボード線図がえられる。すなわち演算操作上，この条件を与える定数は簡単に代入され，演算処理した後，これらのボード線図が求められるので，系の動作の改善を計画する際のコンピュータの利用の1例と考えられる。

例	伝達関数	行番号及び命令文
EX1	$G(S)=\dfrac{K(1+T_1S)}{(1+T_2S)(1+T_3S)}$	510 Z=(1-T2T3w²)²+(T2+T3)²w² 520 Xl=K{1-T2T3w²+T1(T2+T3)w²}/Z 530 Yl=K(T1-T2-T3-T1T2T3w²)w/Z
EX2	$G(S)=\dfrac{K}{S(1+T_2S)(1+T_3S)(1+T_1S)}$	510 Z=(1+T1w²)(1+T2w²)(1+T3w²) 530 Xl=-Kw{(T1+T2+T3)w-T1T2T3w³}/Z 520 Yl=-Kw{1-(T1T2+T2T3+T3T1)w²}/Z
EX3	$G(S)=\dfrac{EXP(-SL)}{1+TS}$	510 Z=1+T²w² 520 Xl={COS(wL)-TwSIN(wL)}/Z 530 Yl=-{SIN(wL)+TwCOS(wL)}/Z
EX4	$G(S)=\dfrac{EXP(-SL)}{S}$	510 Z=-1/w 520 Xl=SIN(wL)Z 530 Yl=COS(wL)Z

表 1

2.4 伝達関数の極座標系上のベクトル軌跡

すでに，1.4において極座標系を作図するためのプログラムを示した。この図とベクトル軌跡のXY

```
5 REM  VECTOR LOCS
10 DIM IBF(20),OBF(20
)
20 OPEN #5:"",IBUF(IB
F),OBUF(OBF),IEC1
30 IFC #5
40 EOR #5:(0D/
50 CONNECT #5:30,1
60 PRINT #5:"M"
70 INPUT USING "T1,T2
,T3,K=":T1,T2,T3,K
200 DIM R(1000)
290 DIM S(1000)
295 Q=0
300 FOR W=0 TO 0.5 ST
EP 0.005
310 GOSUB 5000 NEXT W
320 FOR W=0.51 TO 1 S
TEP 0.01
330 GOSUB 5000 NEXT W
340 FOR W=1.05 TO 7 S
TEP 0.05
350 GOSUB 5000 NEXT W
360 FOR W=8 TO 70
370 GOSUB 5000 NEXT W
380 FOR W=0 TO 1 STEP
 0.1
390 Q=1
400 GOSUB 5000 NEXT W
410 FOR W=1 TO 5
420 Q=1
430 GOSUB 5000 NEXT W
440 GOTO 700
500 REM SUB PROGRAM
510 Z=(1-T2*T3*W*W)^2
+(T2+T3)^2*W*W
520 X1=K*(1-T2*T3*W*W
+T1*(T2+T3)*W*W)/Z
530 Y1=K*((T1-T2-T3-T
1*T2*T3*W*W)*W)/Z
540 X=INT(1600+X1*400
)
550 Y=INT(1300+Y1*400
)
552 IF Q<>1 THEN 580
555 V=W*10
560 R(V)=INT(1600+X1*
400)
570 S(V)=INT(1300+Y1*
400)
575 PRINT V,R(V),S(V)
577 GOTO 620
580 IF W<>0 THEN 600
590 PRINT #5:"M";X;",
";Y
600 PRINT #5:"D";X;",
";Y
610 PRINT W,X,Y
620 RETURN
700 PRINT #5:"S3"
720 PRINT #5:"M";R(0)
;",";S(0)
730 FOR V=0 TO 10
740 GOSUB 8000 NEXT V
750 FOR V=20 TO 30 ST
EP 10
760 GOSUB 8000 NEXT V
770 V=50
800 REM SUB PROGRAM
810 PRINT #5:"M";R(V)
;",";S(V)
815 PRINT #5:"D";R(V)
;",";S(V)
817 PRINT #5:"N6"
820 PRINT #5:"R35,-35
"
830 PRINT #5:"P";V/10
;""
840 PRINT #5:"M";R(V)
;",";S(V)
845 PRINT W,R(V),S(V)
850 IF V=50 THEN 900
860 RETURN
900 PRINT #5:"M2350,2
350"
905 PRINT #5:"S5"
910 PRINT #5:"PG(S)="
920 PRINT #5:"R0,14"
930 PRINT #5:"I700,0"
940 PRINT #5:"M2650,2
400"
950 PRINT #5:"PK(1+T1
*S)"
960 PRINT #5:"M2600,2
300"
970 PRINT #5:"P(1+T2*
S)(1+T3*S)"
980 PRINT #5:"M2350,2
200"
990 PRINT #5:"PDATA:T
1,T2,T3,K=";T1;",";T2
;",";T3;",";K
1000 PRINT #5:"M2700,
2100"
1010 PRINT #5:"P((T1/
T2)=";T1/T2;")"
1020 PRINT #5:"H"
1110 T=0.0174532
1120 READ A,B
1130 DATA 1600,1300
1140 FOR Z=200 TO 100
0 STEP 200
1150 X0=INT(A+Z)
1160 Y0=INT(B)
1170 PRINT #5:"M";X0;
",";Y0
1180 FOR I=0 TO 360
1190 T1=I*T
1200 X=INT(Z*COS(T1)+
0.5+A)
1210 Y=INT(Z*SIN(T1)+
.5+B)
1220 PRINT #5:"D";X;"
,";Y
1230 NEXT I
1240 NEXT Z
1250 REM
1260 PRINT #5:"S3"
1270 C=0
1280 FOR I=0 TO 315 S
TEP 45
1290 T1=I*T
1300 X=INT(1000*COS(T
1)+0.5+A)
1310 Y=INT(1000*SIN(T
1)+0.5+B)
1320 PRINT #5:"M";A;"
,";B
1330 PRINT #5:"D";X;"
,";Y
1340 X1=INT(1050*COS(
T1)+0.5+A-30)
1350 Y1=INT(1050*SIN(
T1)+0.5+B)
1360 PRINT #5:"M";X1;
",";Y1
1370 PRINT #5:"P";C;"
"
1380 C=C+45
1390 NEXT I
1400 PRINT #5:"M1950,
1330"
1410 E=1
1420 FOR F=1950 TO 26
00 STEP 400
1430 PRINT #5:"M";F;"
,1330"
1440 PRINT #5:"P";E;"
"
1450 E=E+1
1460 NEXT F
1470 PRINT #5:"H"
1500 END
```

プログラム８

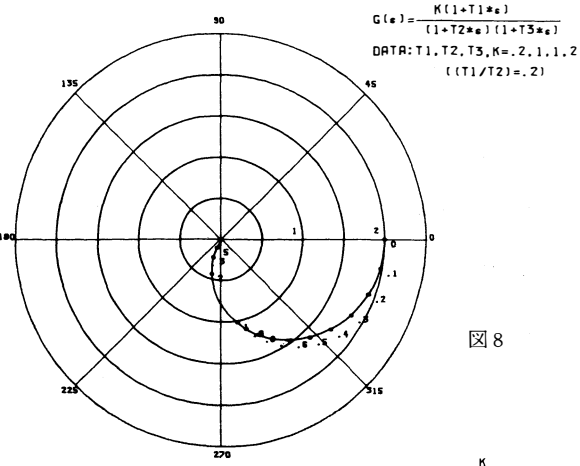


図８

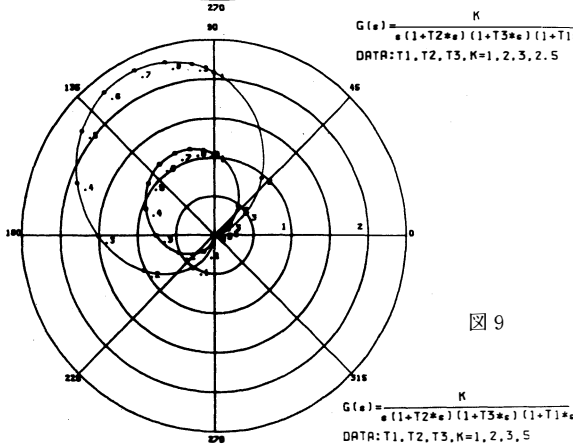
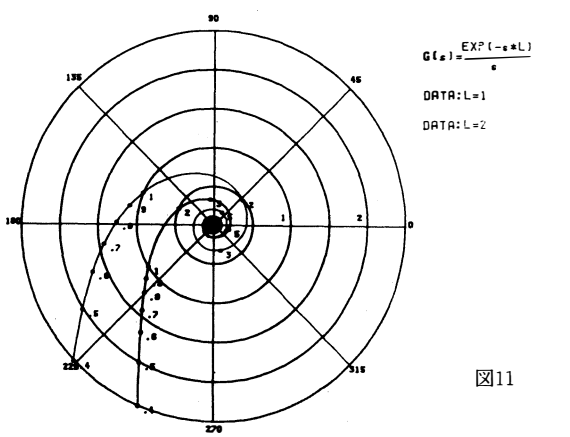


図９



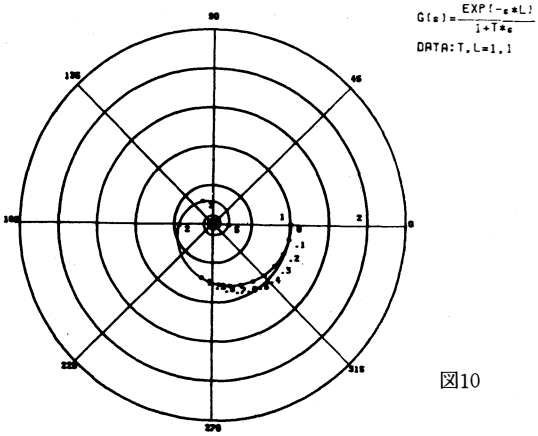


図10

図11

プロッタ上の図を組合わせて得られる図から，ただちに系の動作のゲイン余有，位相余有の値がおよそ決定できる。つぎに式(1)～(4)で示す種々の伝達関数に対する極座標上のベクトル軌跡は，プログラムのうち，ある主要プログラムのみの交換によって，簡単に演算処理結果がえられる。次にその例をいくつか列挙する。

表１のEX１に示す伝達関数のベクトル軌跡をプロッタ上に画かせる命令文は，プログラム８に示す。このプログラムは行番号510－530の命令文と，極座標系をプロッタ上に作図する行番号1110－1470の命令文から作成されている。

さらに表１に示したEX２～EX４の伝達関数のベクトル軌跡を図９～図11に示す。

結　　言

コンピュータの使用によって伝達関数のボード線図が，種々の条件（たとえばゲイン，その他，時定数を種々変えた）のもとでそれぞれ対応する結果がえられることや，極座標系上に伝達関数のベクトル軌跡の求め方についてのべた。これらの結果から図式的に，伝達関数のゲイン余有，位相余有の大きさのおよその値が定まるから，ゲイン及び時定数に対する修正のための考察に便利である。すなわち装置の設計上の変更方法を検討するために，このようなコンピュータ利用の方法が見いだされるからである。演算動作のもとにおいて，伝達関数，およびその時定数が異なる場合，命令文の修正と時定数の変更によって，制御系の定数の変化による補償量の大きさの修正が簡単にできることを明らかにした。

なお，すでにのべたように，これらのプログラムはさらに改良の余地がある。ここではいままで求めた結果を資料として一応まとめた。

今後，プログラム文の整理をして，演算上の無駄な部分を除去しなければならないと考えている。

On Using of the Personal Computer for the Elementally Problems on the Control Systems

Keizo OGAWA, Kogi UMEDA, Kimiko TACHI
Hirofumi TAKASE, Takayuki NAKAGAWA

We studied the solutions of elementally problems on the control systems and the characteristics of its, by using the BASIC programs of the digital computer.

In this paper, we have discribed the results of BASIC programs of its systems and shown the figures of characteristics of its.

〔英文和訳〕

制御系の初等的な諸問題に対する パーソナルコンピュータの利用について

小　川　恵　三，梅　田　浩　司，舘　　喜美子
高　瀬　博　文，中　川　孝　之

デジタルコンピュータのBASICプログラムを利用して，我々は自動制御系の初等的問題の解と，その系の特性について研究した。

この報告は，そのベーシックプログラムとそしてその特性図を示したものである。

（1982年10月20日受理）

硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（第1報）
芯モデルによる解析

近藤　敏[*1]・高田　正二[*2]・伏間　正一[*3]・赤壁　節子・大井　信一

緒　　言

気体と固体粒子間の非触媒反応は，工業的に重要なものが多く，鉄鉱石の還元，硫化鉱石の焙焼，石灰石の熱分解や触媒の再生など，冶金工業や化学工業に多くの応用例をもっている。[1)]

本報では亜鉛製造において技術的に重要なプロセスである硫化亜鉛の酸化という気－固反応について研究した。この反応は次式によって進行する。

$$ZnS + 3/2\,O_2 \longrightarrow ZnO + SO_2 \qquad (1)$$

この反応に関する研究は比較的少ない。Denbigh 等[2)]は硫化亜鉛の粉末ペレットと単一結晶体の両者について500℃～1450℃の広い温度範囲にわたって酸化反応を研究し，結晶体の場合には900℃以上で酸化物層の厚さがその熱的不安定さのために一様でなくなることを見出した。Mendoza等[3)]はペレット表面積分布を考慮したモデルを提唱し，その妥当性を757～1061℃の温度範囲における実験で調べた。Gokarn 等[4)]は気体境膜一灰層拡散支配領域をあきらかにするために収縮芯モデルを提唱し，粒子の転化率の進行がどのように操作温度によって影響されるかに注目して，気－固反応の速度や律速段階の一部について推論した。竹村等[5)]は560℃から970℃の範囲で実験を行い，その反応は600℃以下では均一に進行し，690℃以上では，ガス境膜と灰層拡散により支配されるトポケミカル反応であることをあきらかにし，温度による律速領域の移行を検討した。

本報においては，590℃～960℃の温度範囲で硫化亜鉛の酸化反応を行い，トポケミカル反応とみなして芯モデルによる解析を行った。特に速度支配過程に与える温度効果ならびにペレットの空隙率やペレット径および気体通気量等の効果について詳細に検討し，二，三の知見を得たので報告する。

1．実　　験

1．1　試　　料

硫化亜鉛の球状ペレットは片山化学工業㈱製の硫化亜鉛粉末（純度99.9%）の適量に数滴の純水を加え球形の鋳型に入れ，200kg／㎠で圧縮成型したのち，80℃で2～3日乾燥させる。成型鋳型は3種類用意し成型された球状ペレットの径は拡大投影器で測定した。また，各ペレットの重量測定により空隙率を求めた。なお，硫化亜鉛の真密度は4.05g／㎤であった。

1．2　実験装置

装置は熱天秤，ガス予熱装置，ガス精製系およびガス流通系からなり，その概略をFig.1に示した。熱天秤は浜田電機製作所製で，石英スプリング，石英反応管，電気炉およびカセトメーターからなっている。反応管は内径3㎝で，下部に流入するガスの予熱および整流のために磁製ラシヒリングを充填した。試料を入れるバスケットは白金金網製で白金および石英フックによって電気炉中央部の温度変化の極めて小さい位置までつりさげる。バスケットの約4㎝下に固定した熱電対により温度を測定し自動温度調節器により炉温を制御した。予熱装置はステンレスの充填物をつめ，外部をニクロム線でまいたパイレックスガラス管を用いた。窒素ガスはシリンダーから銅網をつめた加熱管を通し，つい

*1.井上エムテーピー株式会社　*2.昭和石油株式会社　*3.株式会社荏原商事

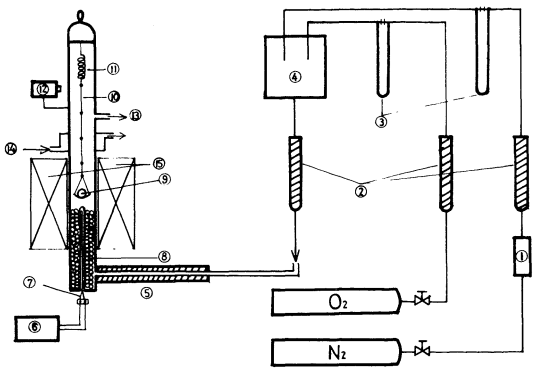


Fig.1　Schematic diagram of experimental apparatus

1.packing of pure copper chips　2.silicagel tube　3.manometer　4.gas mixture
5. preheater　6. auto thermal controller
7. thermocouple　8. ceramic packing
9. specimen　10. platinum wire　11. quartz spring　12. cathetometer　13. gas outlet
14. cooling water inlet　15. electric furnace

の通気量を採用する。

でシリカゲルで乾燥して痕跡の酸素を除いた。酸素との混合ガスをつくる場合は、この窒素と酸素を所定の流量比に混合し，シリカゲル管のみを通し乾燥した。

1．3　実験方法

石英スプリングの重量によるのびの補正曲線を作製しておく。試料を秤量し，バスケットに入れて反応管中の所定の位置につるし，窒素ガスを通気しながら電気炉を昇温する。所定の反応温度に達したのち，あらかじめ所定流量に調節した混合ガスに切換え反応開始し，ペレットの重量の経時変化を石英スプリングののびを時間毎に測定しながら追跡する。ペレットの重量変化より転化率Xを求め対時間曲線を描き任意の時間における見かけの反応速度を求める。

反応速度に及ぼす気体通気量の影響を検討した結果，0.9ℓ/min. N. T. P.　以上で反応速度はほぼ一定値を示したので気体境膜物質移動抵抗を無視する実験では1.5ℓ/min. N. T. P. 以上

2．実験結果および考察

2．1　反応速度の酸素濃度依存性

気体境膜物質移動抵抗が無視できるような通気量で実験を行い，転化率X対時間曲線の時間0への外挿から得られる時間0における速度を求めると，反応開始時においては，生成物層（灰層）が存在しないので，その速度は純化学反応速度であると考えられる。したがって，気体成分である酸素濃度にn次であると仮定すると，初速度は次式で与えられる。

$$\frac{W_P}{M_{ZnS}}\left(\frac{dx}{dt}\right)_{t=0}=\frac{2}{3}\cdot 4\pi R_P^2\, Ks\, C_{A_0}^n \qquad (2)$$

反応温度650℃，ガス流量1.5ℓ/min.　の一定条件の下で酸素濃度を変化させて実験を行い、得られた初速度を酸素濃度に対して両対数にプロットした結果をFig.2に示した。直線の傾きは0.85で反応速度は酸素濃度のほぼ1次に比例するとみなした。

2．2　反応速度の温度依存性

反応速度の温度依存性を調べるために反応温度590℃～960℃の範囲にわたり，酸素分圧0.2 atm. 通気量1.5ℓ/min. N. T. P.の条件の下で実験を行った。初速度評価により各実験毎に得られた$(dX/dt)_{t=0}$を，　Eq.(2)に代入し求めた速度定数KsをArrheniusプロットした結果をFig.3に示した。図よりあきらかなように700℃以上になると化学反応速度が速くなり次第に外部気体境膜を通る物質移動抵抗が大きくなりその影響が出てくるものと考えられる。よって700℃以下の低温領域の直線部分より次式の関係が得られた。

$$Ks=8.51\times10^{12}\exp\left(-5.68\times10^4/RT\right) \qquad (3)$$

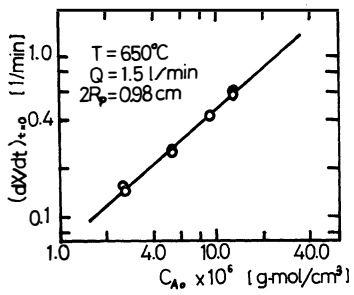


Fig. 2 Relation between reaction rate at zero time and oxygen concentration

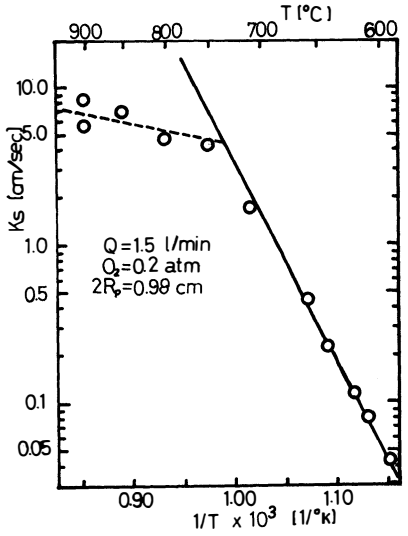


Fig. 3 Arrhenius plot of the rate constant

2. 3 物質移動過程の評価

反応がトポケミカルに進行する場合には芯モデルにもとづいた解析が広く適用されている。[4)5)] 半径R_Pのペレット1個当りの見掛けの酸素の消失速度$-r_{P_A}$はよく知られているようにEq.(4)で与えられる。

$$-r_{P_A}=\frac{4\pi C_{A_0}}{(1/K_G R_P^2)+(1/D_{eA})(1/R_C-1/R_P)+(1/K_S R_C^2)} \tag{4}$$

硫化亜鉛ペレットの見掛けの密度をρ_B〔g-mol/cm³〕とすると，反応界面がRcにある場合の硫化亜鉛ペレットの残存量は$(4/3)\pi R_C^3\rho_B$〔g-mol〕であるからペレット1個に着目した物質収支はEq.(5)のようになる。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4}{3}\pi R_C^3\rho_B\right)=r_{P_B} \tag{5}$$

ここで，r_{P_B}はペレット1個あたりの硫化亜鉛の反応速度であり量論式Eq.(1)より次の関係が成立する。

$$-r_{P_A}=(3/2)(-r_{P_B}) \tag{6}$$

Eq.(6)および(5)をEq.(4)に代入すると，次の微分方程式が得られる。

$$-\frac{3}{2}\rho_B 4\pi R_C^2\frac{dR_C}{dt}=\frac{4\pi C_{A_0}}{(1/K_G R_P^2)+(1/D_{eA})(1/R_C-1/R_P)+(1/K_S R_C^2)} \tag{7}$$

初期条件t=0で$R_C=R_P$を用いて上式を積分すると

$$t=\frac{3\rho_B R_P}{2C_{A_0}}\left[\left(\frac{1}{3K_G}+\frac{R_P}{6D_{eA}}+\frac{1}{K_S}\right)-\left\{\frac{1}{3}\left(\frac{1}{K_G}-\frac{R_P}{D_{eA}}\right)\left(\frac{R_C}{R_P}\right)^3+\frac{R}{2D_{eA}}\left(\frac{R_C}{R_P}\right)^2+\frac{1}{K_S}\left(\frac{R_C}{R_P}\right)\right\}\right] \tag{8}$$

が得られる。

一方，硫化亜鉛の転化率をXとすれば

$$1-X=\frac{\text{未反応芯の体積}}{\text{ペレットの全体積}}=\frac{(4/3)\pi R_C^3}{(4/3)\pi R_P^3}=\left(\frac{R_C}{R_P}\right)^3 \tag{9}$$

のように表わされる。
したがって，Eq.(9)を用いてEq.(8)を転化率で表わせば次式となる。

$$t=\frac{3\rho_B R_P}{2C_{A_0}}\left[\left(\frac{1}{3K_G}+\frac{R_P}{6D_{eA}}+\frac{1}{K_S}\right)-\left\{\frac{1}{3}\left(\frac{1}{K_G}-\frac{R_P}{D_{eA}}\right)(1-X)+\frac{R_P}{2D_{eA}}(1-X)^{2/3}\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{K_S}(1-X)^{1/3}\right\}\right] \qquad (10)$$

転化率の増大に伴ってガス境膜や灰層における拡散抵抗や表面化学反応抵抗の総括抵抗に対する相対的割合が変化するが、それらに重大な効果を与えるのは温度である。温度があがるにつれて，気体境膜と灰層における物質移動抵抗の，界面反応抵抗に対する相対的強度は増大するだろう。$K_G, D_{eA} \ll K_S$とおくことによって上式を整理すると次式が得られる。

$$\frac{t}{X}=\frac{\rho_B R_P^2}{2C_{A_0}}\cdot\frac{1}{D_{eA}}\left[\frac{f(X)}{X}\right]+\frac{\rho_B R_P}{2C_{A_0}}\cdot\frac{1}{K_G} \qquad (11)$$

ただし，$f(X)=1.5-X-1.5(1-X)^{2/3}$ である。
Eq.(11)の関係をFig.4に示した。760℃から860℃の範囲内で得られた値はEq.(11)の関係を満足している。この直線の傾きと切片から，灰層内有効拡散係数D_{eA}と外部気体境膜物質移動係数K_Gを求める事ができる。

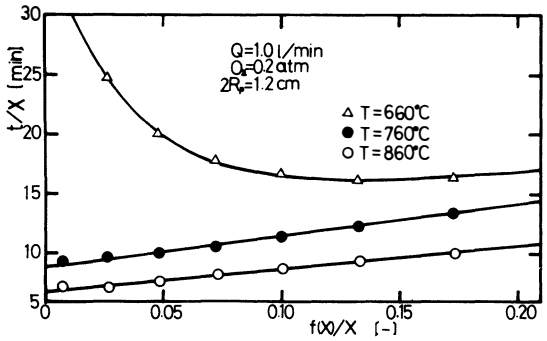


Fig.4　Comparison of experimental data with Eq.(11)

2．3．1　K_G に与える通気流量及び粒径の影響　反応温度810，910，及び950℃でペレット径を3種類，気体通気量を4種類に変えて実験し，Eq.(11)の関係をプロットし，K_Gを求めた。当然のことながら通気量が大きく粒径の小さい程，K_Gは大きくなる傾向を明瞭に示した。これらをFröessling の式[6]で相関した結果をFig.5および次式に示した。

$$Sh=2.0+0.58Re^{0.71}Sc^{1/3} \qquad (12)$$

強制対流中に単一球が置かれた場合，Eq.(12)中のReの指数は½であることが多い。[7] 本実験では0.71と少し大きな値となっているが，反応による重量変化にもとづく石英スプリングの伸縮によるペレットの振動の影響[8]か低Re数における自然対流の影響が考えられる。[9]

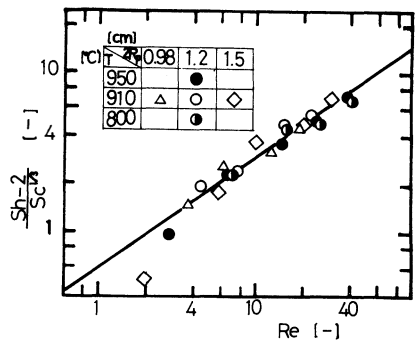


Fig.5　Corelation of Sherwood number to Schmidt number and Reynds number

2．3．2　D_{eA} におよぼす空隙率の影響　灰層内拡散はそのペレット特性に密接な関係を持っている。ペレット特性を表わす一つの因子として空隙率をとりあげ灰層内有効拡散係数に及ぼす効果を調べた。反応温度910℃，通気流量2.5ℓ/min.に固定し，空

隙率の異なるペレットを用いて実験を行いEq.(11)に基いてD_{eA}を求め，空隙率に対しプロットした結果をFig.6 に示した。灰層内有効拡散係数D_{eA}は空隙率εのほぼ1.5乗に比例することがわかった。

2. 3.3 各移動係数の温度依存性 K_Gは通気量，ペレット粒径によって影響をうけ，D_{eA}は空隙率によって影響を受けるので，実験条件として気体通気量1.0ℓ/min.N. T. P. $2R_P=1.2$cm $\varepsilon=0.58$～0.6 に固定した場合における各移動係数のアレニウスプロットを示したのがFig.7である。

何れも良い直線関係を示しているので以後の実験結果の整理において，任意の温度における移動係数値の推定に使用した。

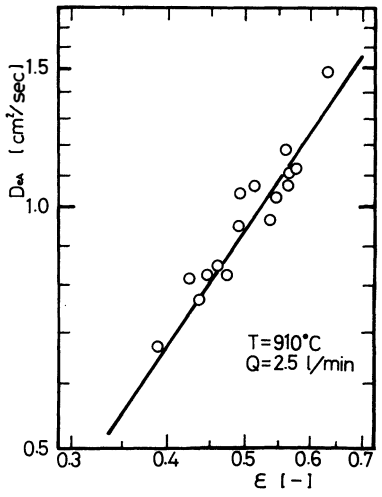


Fig.6 Relation between D_{eA} and ε

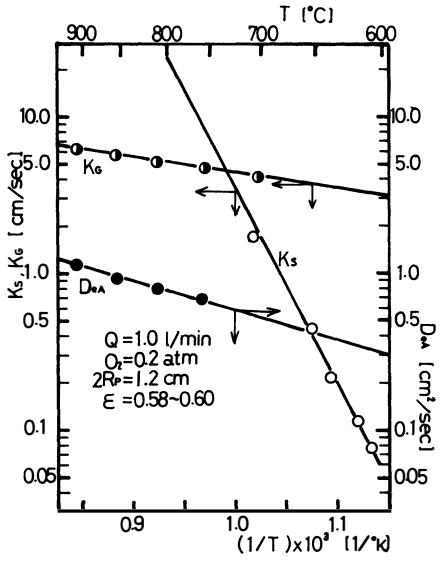


Fig.7 Arrhenius plots of Ks, K_G and D_{eA}

2. 4 総括過程に対する各過程の寄与

外部気体境膜や灰層内の拡散および表面化学反応からなる総括反応に対するこれらの抵抗の相対的大きさは転化率の進行に伴って変る。しかも温度はこれら3つの領域の支配過程を決定するのに最も大きな効果を持っていることはよく知られている。低い温度領域では化学反応過程が支配的であり，温度が高くなるにつれて拡散過程が支配的になるであろう。しかしながら本実験では，速度支配過程が一つだけではなかったので，総括過程に対する各過程の相対的寄与を出来るだけ定量的に表示することを試みた。

Eq.(4)の分子と分母にR_P^2を乗じ，Eq.(9)およびEq.(6)の関係を用いると次式が得られる。

$$-r_{P_B}=\frac{4\pi R_P^2\,(2/3)\,C_{A_0}}{1/K_G+R_P/D_{eA}\{(1-X)^{-1/3}-1\}+1/K_S(1-X)^{-2/3}} \tag{13}$$

ここで，気体境膜拡散，灰層内拡散，および化学反応の抵抗をそれぞれR_G，R_DおよびR_Rとすれば，Eq.(13)より

$$\left.\begin{aligned} R_G &= \frac{1}{K_G} && [\mathrm{sec/cm}] \\ R_D &= \frac{R_P}{D_{eA}}\{(1-X)^{-1/3}-1\} && [\quad〃\quad] \\ R_R &= \frac{1}{K_S}(1-X)^{-1/3} && [\quad〃\quad] \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

となる。各移動係数の値がわかれば各抵抗をそれぞれ独立に評価できるので，全抵抗に対する各抵抗の比率を求めることによりそれぞれの相対的大きさを知ることができる。

$$\eta_G = \frac{R_G}{R_G+R_D+R_R}\ [-],\quad \eta_D = \frac{R_D}{R_G+R_D+R_R}\ [-],\quad \eta_R = \frac{R_R}{R_G+R_D+R_R}\ [-] \qquad (15)$$

2．4.1　温度効果　反応温度を650℃～900℃の範囲に変えて実験し，それぞれにおける反応進行中の各抵抗の大きさをEq.(14)によって求め，ついでEq.(15)によって各抵抗比率を求めた。各抵抗比率η対転化率Xの関係をプロットした代表例をFig. 8に示した。図よりあきらかなように，650 ℃では化学反応抵抗比率η_Rは90%にも達しており，化学反応過程が支配的であることがわかる。温度が上昇するにつれη_Rは小さくなり，それとは対照的に気体境膜拡散拡抗および灰層内拡散抵抗の比率η_Gおよびη_Dは次第に大きくなり，800℃においてはη_Rは20%以下に低減したが，η_Gは反応初期に，η_Dは反応終期に大きな値を示すようになった。各温度におけるこれらの結果を三角図にまとめてFig. 9に示した。即ち，η_R，η_Dおよびη_Gの値の変化を反応温度および転化率をパラメーターにして示したものである。

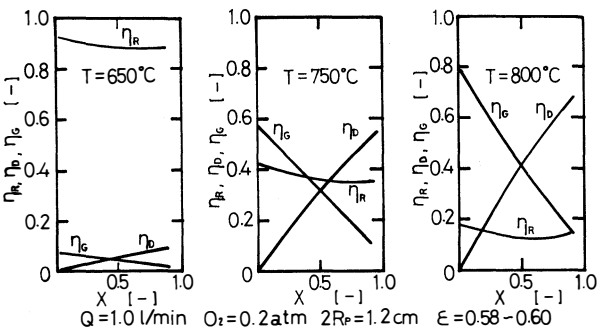


Fig. 8　Representative plots of fraction of resistance η vs. conversion X

以上の結果より，低温では化学反応が律速的であるが，800 ℃以上の高温では拡散過程が支配的となり，特に厚い灰層が速く形成され灰層内拡散が支配的となることがわかる。気体境膜拡散抵抗は温度によってたいして変らないが，相対値として変動するのは当然である。

2．4.2　粒子空隙率，粒子径および通気量の影響　ペレット特性や通気量による，主として拡散過程の物質移動抵抗に与える影響を検討した。化学反応抵抗の影響が小さい910 ℃の反応温度において得られたこれらの結果を，それぞれFig.10に示した。

空隙率が小さくなるほど，灰層内拡散抵抗が大に，粒子径が大きくなると境膜と灰層内抵抗が大に，通気量が小になると境膜拡散抵抗が大になる。粒子径が大きくなると灰層も厚くなるので灰層内拡散抵抗が大になるであろう。何れの場合も反応初期は気体境膜拡散が支配的で転化率の増大につれ反応後期では灰層内拡散が支配的になることがわかる。

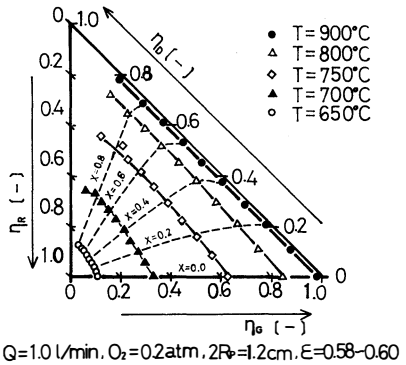


Fig. 9　Triangular diagram showing relation of η, X and T

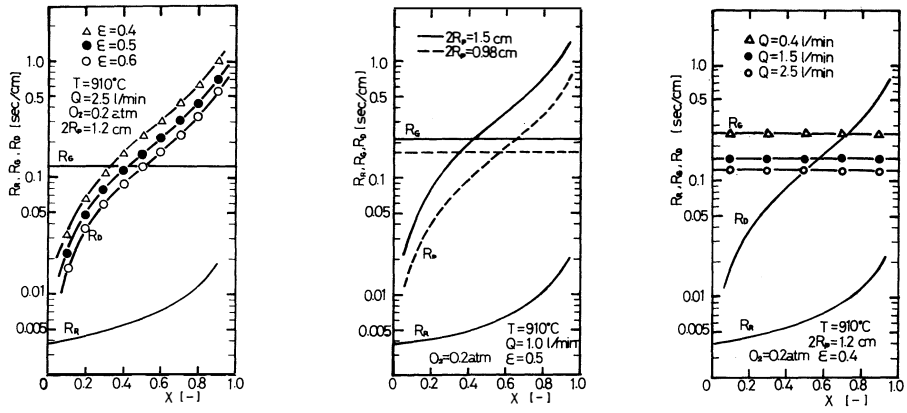


Fig.10 R_R, R_G and R_D as a function of conversion

(Effect of porosity) (Effect of pellet radius) (Effect of gas flow rate)

結　　言

硫化亜鉛ペレットの酸化反応を熱天秤を用い590℃から960℃の温度範囲で空隙率，粒子径および通気流量等を変えて研究した。

初速度法により化学反応過程の解析を行い活性化エネルギーを求めた。トポケミカル反応とみなして，芯モデルに基いて外部気体境膜と灰層内拡散について検討し，温度，転化率の関数として，これらの相対的抵抗比率を求めた。この研究においては，速度支配過程は一つだけに限られることはなかったので，総括過程に対する各過程の相対的寄与を出来るだけ定量的に表示した。

参 考 文 献

1) Levenspiel,O.:"Chemical Reaction Engineering", 2nd Ed., p.357 John Wiley and Sons., New York
Wen,C.Y.: *Ind. Eng. Chem.*, **60**, 34 〔1968〕.
2) Cannon,K.J. and K.G.Denbigh: *Chem.Eng.Sci.*, **6**, 145 〔1957〕.
Denbigh,K.G. and G.S.G.Beveridge: *Trans.Instn.Chem.Engrs.*, **40**, 23 〔1962〕.
3) Mendoza,E., R.E.Cunningham and J.J.Roneo: *J.of Catal.*,**17**, 277 〔1970〕.
4) Gokarn,A.N. and L.K.Doraiswamy: *Chem.Eng.Sci.*, **26**, 1521 〔1971〕.
5) Takemura,T., K.Yoshida and D.Kunii: *J.Chem.Eng.Japan.*, **7**, 276 〔1974〕.
6) Fröessling.N: *Gerlands Beir Geophys.*, **32**, 170 〔1938〕.
7) Ranz,W.E. and W.R.Marshall: *Chem.Eng.Prog.*, **48**, 141 〔1952〕.
8) 北浦嘉之，青木一雄： 化学工学 24巻3号 134 〔1960〕.
9) 城塚 正，平田 彰，村上昭彦： 移動速度論 236 〔1966〕.

使 用 記 号

C_{Ao}	=concentration of oxygen in bulk phase	〔g-mols/cm³〕
D_{eA}	=effective diffusivity of oxygen in ash layer	〔cm²/sec〕
K_G	=mass-transfer coefficient across gas film	〔cm/sec〕
K_S	=reaction rate constant based on unit surface area	〔cm/sec〕
M_{ZnS}	=molecular weight of ZnS	〔g/g-mole〕
Q	=gas flow rate	〔1/min〕
R	=gas constant, 1.98	〔cal/g-mol·°K〕
Rc	=radius of unreacted ZnS core	〔cm〕
R_P	=initial radius of ZnS sphere	〔cm〕
R_D	=resistance of diffusion through ash layer	〔sec/cm〕
R_G	=resistance of diffusion through gas film	〔sec/cm〕
R_R	=resistance of chemical reaction at interface within pellet	〔sec/cm〕
r_{P_A}	=reaction rate for gas A based on a pellet	〔mol/sec〕
r_{P_B}	=reaction rate for solid B based on a pellet	〔mol/sec〕
T	=temperature	〔°K〕
t	=time	〔sec〕
Wp	=initial weight of ZnS	〔g/g-mole〕
X	=conversion	〔-〕
ε	=porosity	〔-〕
ρ_B	=apparent molar density of ZnS	〔g-mols/cm³〕
Sc	=Schmidt Number	〔-〕
Sh	=Sherwood Number	〔-〕
Re	=Reynolds Number	〔-〕

Kinetic Study of Oxidation of Zinc Sulfide Pellets I
Analysis based on the Core Model

Satoshi KONDO, Shoji TAKATA, Shoichi HUSHIMA, Setuko AKAKABE and Nobuichi OHI

The oxidation of zinc sulfide pellets was studied by use of a thermobalance at temperatures between 590℃ and 960℃. Assuming that the reaction proceeds in topochemical manner, experimental results were analyzed based on the core model to show the effects of temperature, porosity, pellet size and gas flow rate on the nature of control regimes. The relative magnitude of each resistance residing in gas film, ash layer and chemical reaction to overall reaction were evaluated as the function of temperature and progressive conversion.

〔英文和訳〕

硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（第1報）
芯モデルによる解析

近藤　敏，高田正二，伏間正一，
赤壁節子，大井信一

硫化亜鉛ペレットの酸化反応を 590℃～ 960℃の温度範囲で熱天秤を用いて研究した。反応はトポケミカルに進行するとみなして，芯モデルにもとづき，速度支配過程におよぼす温度，空隙率，ペレット径や気体通気量の影響を調べた。総括反応に対する外部境膜，灰層内拡散および表面反応の各抵抗の相対強度を温度および転化率の関数として示した。

（1982年10月20日受理）

硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（第２報）
構造モデルによる解析

近藤　敏[*1]・宮本　豊暢[*2]・赤壁　節子・大井　信一

緒　　言

前報では，590 ℃～960 ℃の温度範囲で硫化亜鉛の酸化反応を行い，トポケミカル反応とみなして芯モデルを適用して解析を行った。反応終了後，ペレットを切断して断面を観察したところ，高温では明瞭な未反応芯が存在し，トポケミカルに反応が進行することを示していた。しかし低温になるにつれて，幅の大きくなる反応帯があらわれ，遂に，ペレット全域にわたり均一に反応が進行することが観察された。したがって，芯モデルの適用範囲は限られると思われる。

また，一般に多孔質ペレットの気－固反応においては，空隙率，細孔径，グレイン径等の構造的要素が速度支配領域の性質に強く影響を持つ事が考えられるが，硫化亜鉛ペレットの酸化反応については，まだそのような研究は行われていない。以上の点から，本報においては，構造モデルを適用して実験結果を解析したので報告する。

１．構造モデルによる数値解析

Szekely ら[1) 2)]の提出した構造モデルによると，固体反応物質であるペレットは一様な大きさの球形の緻密なグレイン（微小粒子）からなっており，反応中その物理的構造は保持され，個々のグレインの反応に対しては芯モデルを適用し，かつグレインの灰層内気体拡散抵抗を無視すると仮定している。モデルの模式図をFig.1 に示した。R_Pはペレット半径，r_gはグレイン半径である。芯モデルでは，ペレット粒子の反応とガス拡散が直列に進行するのに対して，構造モデルでは，多孔質ペレットの反応帯で反応とガス拡散が並列に進行する。反応帯における気体成分濃度分布および固体反応物質の未反応率分布の概念をもFig.1 に示した。

図に示された半径R_Pの球状多孔質固体において，半径Rと（R＋dR）で囲まれた微小球殻における反応気体成分Aについての物質収支式はEq. (1)で与えられる。

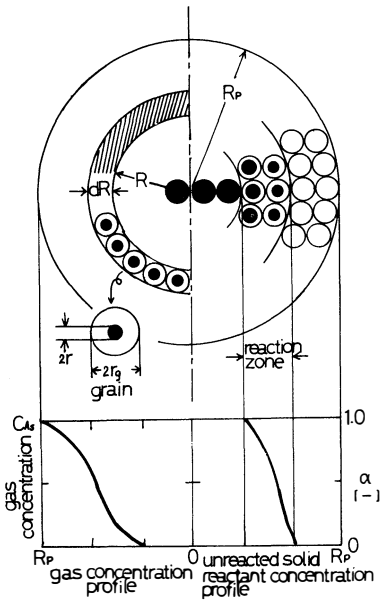


Fig.1　Stractural model

$$\frac{D_{eA}}{R^2}\cdot\frac{\partial}{\partial R}\left(R^2\frac{\partial C_A}{\partial R}\right)-3\,(1-\varepsilon)\,\frac{r^2}{r_g^3}\,k_S\,C_A=0 \qquad (1)$$

初期条件：　$r=r_g$　　at　　$t=0$ 　　(2)

＊1.井上エムテーピー株式会社　　＊2.ユーザック電子工業株式会社

境界条件：

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial C_A}{\partial R}=0 \qquad \text{at} \quad R=0 \\ &D_{eA}\frac{\partial C_A}{\partial R}=K_G\,(C_{Ab}-C_A) \qquad \text{at} \quad R=R_P \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

ペレットを構成するグレイン1個についての物質収支式は次式で与えられる。

$$\frac{dr}{dt}=-\frac{2ks}{3\rho_m}C_A \tag{4}$$

Eq.(1)および(4)を差分近似するために，ペレット半径R_Pを幅ΔRできざみ，時間tを同じくΔtできざみ，各きざみ点を示す添字iを次のように決める。

$i=1$ at $R=0$ （ペレットの中心）

⋮

$i=n$ at $R=R_P$ （ペレットの表面）

したがって，半径R_iにおける気体成分Aの濃度C_Aおよびグレイン内の反応界面の位置rについても同様に次の如く表示する。

$i=1$	R_1	C_{A1}	r_1	at $R=0$
⋮	⋮	⋮	⋮	
$i=i$	Ri	C_{Ai}	r_i	at $R=R$
⋮	⋮	⋮	⋮	
$i=n$	R_n	C_{An}	r_n	at $R=R_P$

Eq.(1)を差分近似し数値式に変形すると，$i=2,3,4\cdots\cdots,(n-2),(n-1)$において

$$\left(\frac{Ri^2}{\Delta R^2}-\frac{Ri}{\Delta R}\right)C_{A\,i-1}-\left(\frac{2Ri^2}{\Delta R^2}+\mu i\right)C_{Ai}+\left(\frac{Ri^2}{\Delta R^2}+\frac{Ri}{\Delta R}\right)C_{A_{i+1}}=0 \tag{5}$$

$$\text{ここで}\quad \mu_i=\frac{3\,(1-\varepsilon)\,r_i^2 Ri\,ks}{D_{eA}\;r_g^3} \tag{6}$$

同様にR＝0において差分近似し，Eq.(3)の境界条件を用いると

$$3C_{A_1}-4C_{A_2}+C_{A_3}=0 \tag{7}$$

同様に$R=R_P$においては

$$C_{A_{n-2}}+4C_{A_{n-1}}+(3+2\beta)C_{An}=2\beta C_{Ab} \tag{8}$$

$$\text{ただし}\quad \beta=\frac{K_G}{D_{eA}}\Delta R \tag{9}$$

Eqs.(5), (7)および(8)が気体反応物質Aの濃度分布を求める式である。

ついで，グレイン内の反応界面の進行速度式はEq.(4)から次式が得られる。

$$\frac{dr_i}{dt}=-\frac{2}{3}\frac{ks}{\rho_m}C_{Ai} \tag{10}$$

なお，総括転化率Xは次式を数値積分することによってえられる。

$$X=\frac{3}{R_P{}^3}\int_0^{R_P} R^2\left(1-\frac{r^3}{r_g{}^3}\right)dR \qquad (11)$$

Fig.2に計算機プログラムのフローチャートを示した。

2．実　験

2．1　試料，実験装置および実験方法

後述する試料の特性値を測定する場合をのぞいて，硫化亜鉛の酸化反応（$ZnS+\frac{3}{2}O_2 \longrightarrow ZnO+SO_2$）における試料の調製，実験装置および実験方法はすべて前報の通りである。

3．実験結果および考察

3．1　パラメーターの測定および推算

構造モデルにもとづく数値計算に使用するグレイン径，気体境膜物質移動係数，反応速度定数，および有効拡散係数などのパラメーターの値を実測或いは推算によって求めなければならない。灰層内有効拡散係数の推算には，細孔半径や細孔の迷宮度の知見が必要である。

3．1．1　グレイン径の測定

ペレットを構成するグレイン径を電子顕微鏡法で測定した。試料はペレット成型前の硫化亜鉛粉末を使用した。撮影された1128個の粒子について定方向径を求め，その径の0.5 μ間隔に入る粒子数を求めたグレイン径分布の柱状図をFig.3に示した。

グレインの反応速度を界面積基準にとるため，平均面積径dsを採用した。

$$ds=\left(\frac{\Sigma n_i d_i{}^2}{\Sigma n_i}\right)^{1/2} \qquad (12)$$

ここで，n_i は粒子径d_i なる粒子の個数である。これより平均面積径は，8.04μであった。

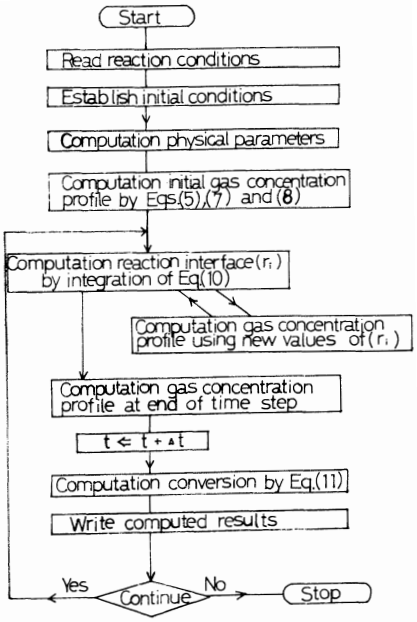


Fig.2　Flowchart of the computer program

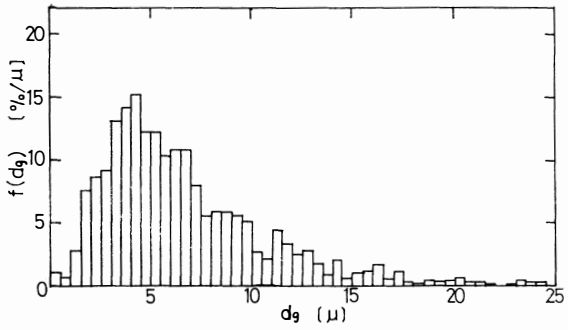


Fig.3　Grain size distribution

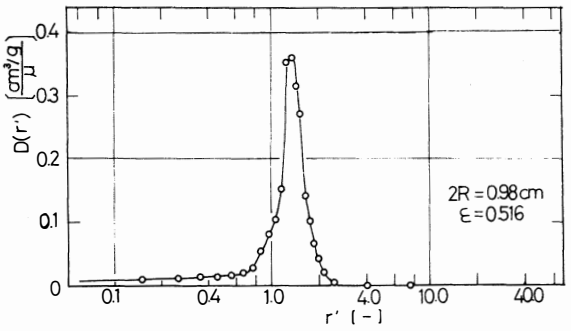


Fig.4　Representative pore-volume distribusion in a ZnS pellet

3．1．2　細孔径分布の測定　水銀圧入法によりペレット内の細孔分布を測定した。ペレット径$2R_P=0.98$, 1.2, および1.5 cmの3種類について，水銀を細孔内に圧入するに要する圧力と圧入量の関係から，積算細孔容積曲線が得られ，これを図微分することにより，細孔容積（細孔半径）分布曲線を求めた。代表例として，空隙率0.516のペレットの場合をFig.4に示した。0.8～2.0μの狭い範囲に細孔が集中しており，シャープな分布状態を示している。他の測定結果も同じ傾向を示した。このように圧縮成型された硫化亜鉛ペレットの細孔径はかなり均一であることがわかったので、細孔半径の代表値としてモード径（r_{mod}）を採用した。なお，平均細孔径と空隙率の関係をFig.5に示した。空隙率は前報と同様，各ペレットの重量測定により求めた。Fig.5より，圧縮成型された硫化亜鉛ペレットの平均細孔径は1.0～2.4μの範囲に存在することがわかった。さらに，3.1.1で測定されたグレイン径が8.04 μであることから，細孔はほとんどペレット成型時にできるグレイン間の間隙によるもので，グレインそのものの細孔はほとんどないことが推測される。

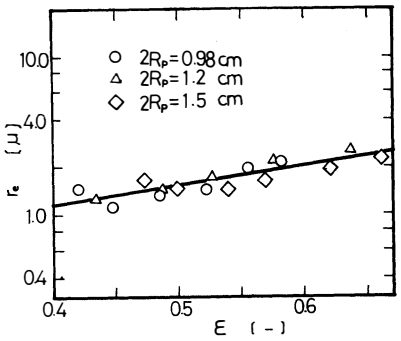


Fig. 5　Relation between average pore radius and porosity

3．1．3　灰層内有効拡散係数の推算　多孔性固体内の有効拡散係数D_{eA}は一般に次式によって表わされる。

$$D_{eA}=\frac{\varepsilon}{\tau}D_N=\frac{\varepsilon}{\tau}\frac{1}{1/D_K+1/D_M} \qquad (13)$$

ここで，D_KはKnudsen 拡散係数，D_Mは分子拡散係数であり，D_Nはこれらの中間領域の拡散係数である。さて，反応気体の平均自由行程λ_Aは約650 Åであり細孔半径は3．1．2の結果より，1～2.4 μであるから，細孔径と平均自由行程の比（r_e/λ_A）は，16～40程度であり，分子拡散が支配的であると考えられる。したがって，Eq.(13)は次式の如く簡単化される。

$$D_{eA}=\frac{\varepsilon}{\tau}D_M \qquad (14)$$

D_MはChapman-Enokog式から推算される。[3)]

ここで迷宮度τは並列細孔モデルにしたがうと，細孔長さをLe，固体層の厚さをLとすれば，$(Le/L)^2=\tau$で表わされるペレット内の細孔の屈曲率を表わすもので，細孔構造に密接に関係する。迷宮度は一般に試行法によって推定する。迷宮度の影響が大きいと考えられる灰層内拡散律速に近い実験条件において酸化反応を行い，迷宮度の値を仮定して計算した反応曲線と実験結果を比較し，両者の良好な一致が得られる迷宮度の値を求める。反応温度900 ℃，通気

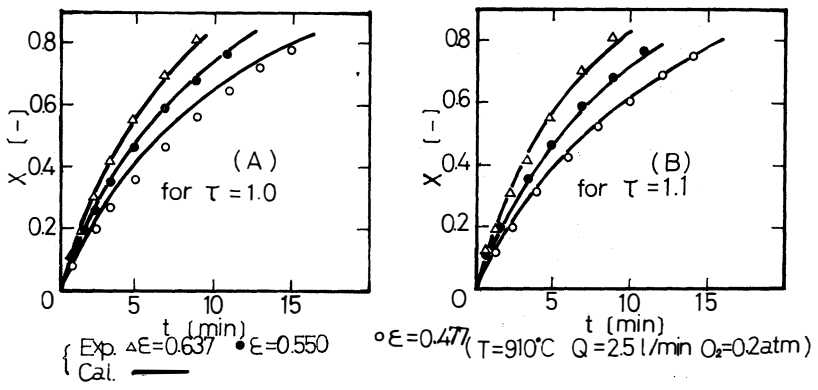


Fig. 6　Comparison of calculated reaction curve with experimental data

流量2.5 ℓ／min で空隙率をパラメーターとして反応実験を行い，迷宮度をそれぞれ，1.0および1.1と仮定して計算した理論反応曲線と実験結果の比較の一例をFig.6(A) および(B)に示した。このようにして得られた迷宮度と空隙率の関係をFig.7に示した。図からわかるように，迷宮度は1.0～1.1の範囲であった。細孔構造にもよるが，迷宮度は通常1.0～5.0の値をとることが知られている[4]。迷宮度が1.0に近い結果がえられたことは，細孔が拡散方向にほぼ直線的な構造をとっていることを意味する。即ち，グレイン間隙に相当する細孔が，ペレットの表面から中心にまで到達しているものと思われる。以上の結果からEq.(14)によって灰層内有効拡散係数を推算することが出来る。

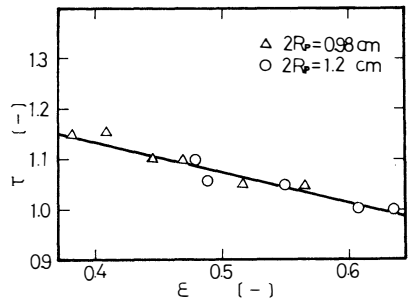


Fig. 7 Relation between tortuosity and porosity

3．1．4 反応速度定数 構造モデルにおける反応速度定数はグレイン1個の界面積基準の値を採用する。これを求めるには，構造モデルにもとづく計算と実験結果を前述と同様反応曲線で比較する試行法による。通気量1.5 ℓ／min ペレット径1.2 cmの場合について，各温度における反応曲線と実験値の比較をFig.8に示した。これより得られた速度定数ksのArrhenius' plot をFig.9に示した。

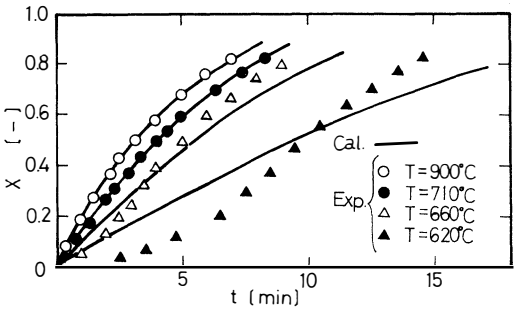


Fig. 8 Comparison of calculated reaction curve with experimental data for various reaction temperature

末反応芯モデルにもとづいて前報で求めたペレット界面積基準の反応速度定数Ksと比較するため，ks をペレット界面積基準に換算する。Fig.10に示すごとく，ペレット半径RpをR1からRnまで等間隔できざむと，ペレットは(n－1)個の球殻に分割され，ペレット全体積に対する個々の球殻(R_i～R_{i+1})の体積の割合b_iは次式で与えられる。

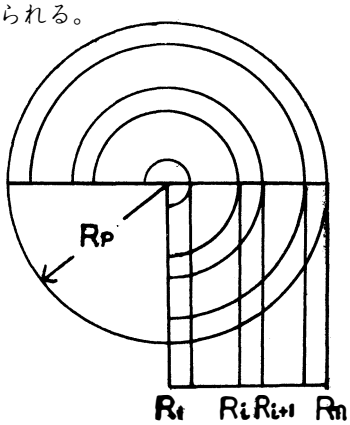


Fig.10 Illustration of dividing of pellet's radius Rp at equal interval from R_1 to Rn.

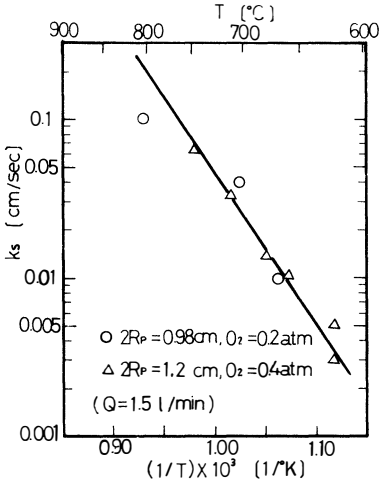


Fig. 9 Temperature dependence of reaction rate constant based on reaction interface of grain

$$b_i = \frac{(4/3)\ \pi\ (R_{i+1}^3 - R_i^3)}{(4/3)\ \pi R_P^3} \tag{15}$$

また，ペレット内に存在するグレインの数mは

$$m = \frac{(1-\varepsilon)\cdot(4/3)\ \pi R_P^3}{(4/3)\ \pi r_g^3} \tag{16}$$

で表わされるので，空隙率がペレット内一定とすると，個個の球殻（$R_i \sim R_{i+1}$）におけるグレインの数はmb_iとなる。このとき，個々の球殻におけるグレインの反応界面積の平均値を$\bar{a}_i$とすれば，個々の球殻における全反応界面積a_iは

$$a_i = mb_i\bar{a}_i \tag{17}$$

となる。したがって，ペレットの全反応界面積aは次式で与えられる。

$$a = \sum_{i=1}^{n-1} mb_i\bar{a}_i \tag{18}$$

ここで$\bar{a}_i$は以下のようにして求める。グレインの反応進行にともないグレイン内の反応界面の位置rより，個々のグレインの反応界面積a_iが計算できる。えられた反応界面積a_i対無次元半径ξのプロットの一例をFig.11に示した。
無次元半径（$\xi = R/R_P$）は$\xi = 1.0$でペレット外表面，$\xi = 0$でペレットの中心を表わしている。これより$\bar{a}_i$を求めることができる。
一方，未反応芯モデルにもとづくペレットの反応界面積a_cは次式で示される。

$$a_c = 4\pi R_P^2\ (1-X)^{2/3} \tag{19}$$

グレイン界面積基準の反応速度定数ksをペレット界面積基準の値に換算したものをks′とすると

$$ks' = \frac{a}{a_c}\ ks \tag{20}$$

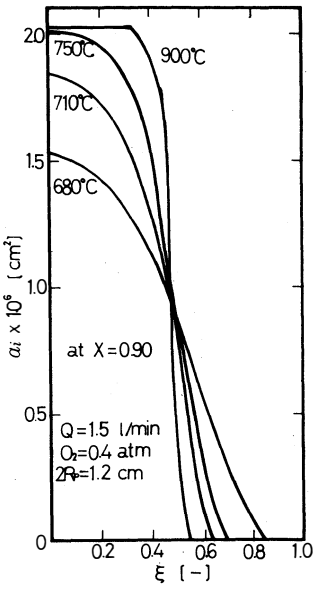


Fig.11 Plot of a_i vs ξ at X=0.90

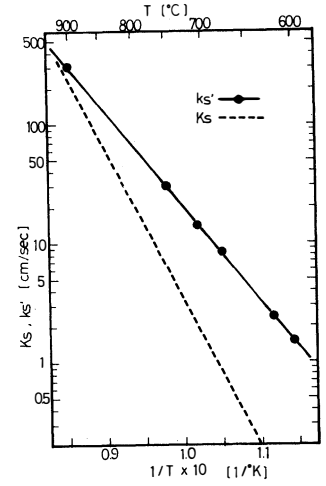


Fig.12 Temperature dependence of Ks and ks′

となる。このようにして求めたks′を未反応芯モデルにもとづくKsと比較してFig.12に示した。図から明らかなように，Ksとksは低温になる程その差が大きくなった。低温においては，後述するごとく実際の反応はトポケミカルな反応機構から離反して反応帯が形成されるので，有効反応界面積が拡大するためKsが小さくなるものと考えられる。原等[5]は酸化鉄の水素還元において反応帯の形成により真の反応界面積が拡大すること，しかもこの反応界面積の拡大率の温度依存性が大きいことを明らかにしている。

3．1．5　気体境膜物質移動係数　前報において得られた結果をそのまま用いた。

3．2　反応曲線

以上実測あるいは推算した各種パラメーターを用い，各実験条件毎に構造モデルにもとづいて得られた計算結果と実験結果を反応曲線の形で比較した。空隙率を変えた場合および反応温度を変えた場合については，それぞれ先の迷宮度推定の場合のFig. 6および反応速度定数決定の場合のFig. 8に示した。Fig. 8において，620 ℃の実験値がシグモイド型を示し計算値と一致しない理由はあきらかでない。さらに通気量および酸素濃度を変えた場合を，それぞれFig.13および14に示した。いずれも満足すべき一致を示している。

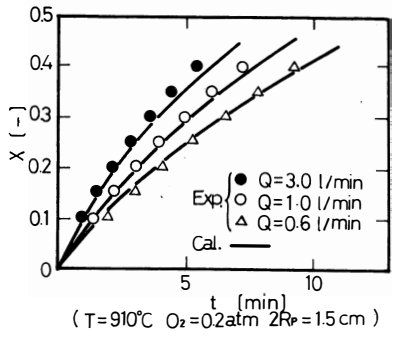


Fig.13 Comparison of calculated reaction curve with experimental data for various gas flow rate

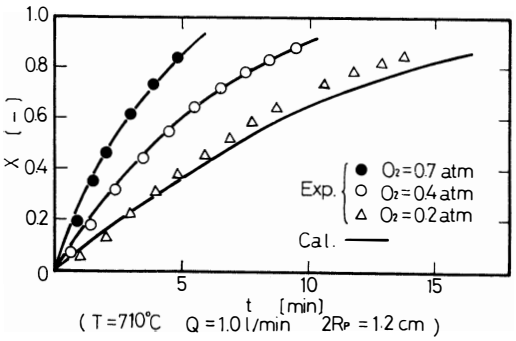


Fig.14 Comparison of calculated reaction curve with experimental data for various oxygen concentration

3．3　未反応率分布曲線

未反応率分布曲線とは，ペレットを構成する各グレインの未反応率をペレット半径方向に特有な局所値とみなし，ペレットの固体反応物質の未反応率の分布状態を表わしたものであり，ペレット内の固体反応物質の濃度分布に相当する。転化率X＝0.9および0.45における未反応率分布曲線をFigs.15および16に示した。縦軸は局所未反応率αで次式で示される。

$$\alpha = \frac{(4/3)\,\pi r^3\,\rho_m}{(4/3)\,\pi r_g{}^3 \rho_m} = \left(\frac{r}{r_g}\right)^3 \qquad (21)$$

Fig. 15より明らかなように，900 ℃においては，ξ＝0.45附近で未反応率分布曲線はシャープに変化している。ξがこれより小さいところ，即ちペレットの中心に近い部分ではα＝0.9～1.0で未反応芯を形成し，ξがこれより大きいところ，即ちペレットの外表面

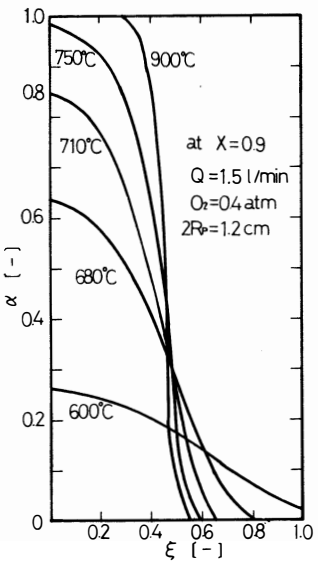


Fig.15 Effect of temperature on fraction of unconverted solid reactant at X=0.90

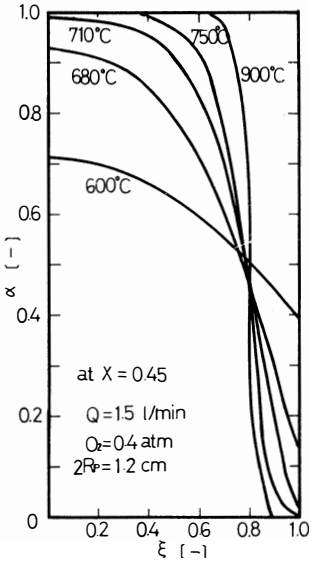


Fig.16 Effect of temperature on fraction of unconverted solid reactant at X=0.45

に向っては $\alpha = 0.1 \sim 0$ で灰層を形成しており，その境界は非常に鮮明であることを示している。しかるに，600℃においては，未反応率分布の状態はペレット内でほぼ一様であり，ペレット内全域で反応が進行することがわかる。また，680℃では，これらの中間的挙動を示しており，ある幅をもった反応帯の形成を示唆している。以上のことは，反応後のペレットを切断してその断面を観察して実証された。Fig.17は反応温度900℃，680℃および600℃で反応を行い，転化率X＝0.9に到達後取り出したペレットの断面写真である。900℃の場合は白色の酸化亜鉛の生成物層（灰層）が未反応の硫化亜鉛の芯のまわりをとり囲み，両層の境界が非常に鮮明で界面反応がトポケミカルに進行することを示している。しかるに，600℃の場合は，生成物および未反応層の区別がなく，ペレット全域にわたり均一に反応が起っていることがわかる。680℃の場合は，未反応物と生成物層の境界が鮮明でなく幅をもった反応帯の存在が認められ，それぞれFig.15に示した各温度の未反応率分布曲線の型と対応していることがわかる。

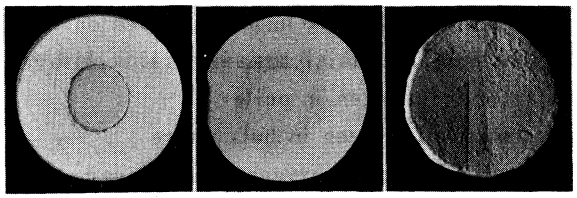


Fig.17 Cross section of reacted pellet at X＝0.9

以上の結果より，ペレットの固体反応物質の濃度分布を考慮する構造モデルは，均一反応からトポケミカル反応までを含む広い反応機構を説明することが可能で，より現実的なモデルであると考えられる。前報にても考察したごとく，一般に反応温度が高くなけば，化学反応が速くなり，厚い灰層がはやく出来て，灰層内拡散抵抗が大になり，トポケミカルな反応機構をとる。Figs.15および16からみて，本実験において，未反応芯テデルを適用する場合は厳密には750℃以上の反応温度においてのみ可能であることがわかる。

結　　言

硫化亜鉛の球形ペレットの酸化反応を熱天秤を用いて，590℃から960℃の温度範囲で速度論的研究を行った。速度支配過程の性質に強く影響を与えるペレットの持つ構造的パラメーターを実測または推算して，構造モデルを適用して実験結果を解析した。低温から高温領域に至る均一反応からトポケミカル反応までの複雑な反応機構をともなった実験結果をほぼ満足に説明することが出来た。

終わりに，本研究において，電子顕微鏡写真撮影ならびに細孔径分布測定にあたり種々御指導御助言をいただいた金属工学科池野助手ならびに化学工学科杉本教授に謝意を表します。

使　用　記　号

a	=overall reaction interfacial area in pellet	〔cm²〕
a_c	=reaction interfacial area in pellet based on the core model	〔cm²〕
$\bar{a}_i$	=mean reaction interfacial area of grains within each spherical shell	〔cm²〕
C_A	=concetration of oxygen in pellet	〔g-mol/cm³〕
C_{Ab}	=concentration of oxygen in bulk phase	〔g-mol/cm³〕
D_{eA}	=effective diffusivity of oxygen in ash layer	〔cm²/sec〕
K_G	=mass-transfer coefficient across gas film	〔cm/sec〕
K_S	=reaction rate constant based on unit surface area of a pellet	〔cm/sec〕
ks	=reaction rate constant based on unit surface area of grain	〔cm/sec〕
ks'	=reaction rate constant defined as Eq.(20)	〔cm/sec〕
Q	=gas flow rate	〔l/min〕
R	=radial coordinate within spherical pellet	〔cm〕
R_P	=initial radius of ZnS spherical pellet	〔cm〕
r	=radius of reaction interface within grain	〔cm〕
r_g	=radius of grain	〔cm〕
T	=temperature	〔°K〕
t	=time	〔sec〕
X	=conversion	〔-〕
α	=localized fraction of unconverted solid reactant	〔-〕
ε	=porosity	〔-〕
ξ	=dimensionless radius, ($=R/R_P$)	〔-〕
τ	=tortuosity	〔-〕

参　考　文　献

1〕 Szekely,J. and J.W.Evans: *Chem.Eng.Sci.*, **25**, 1091(1970)

2〕 Szekely,J. and J.W.Evans: *Met.Trans.*, **2**, 1691, 1699(1971)

3〕 佐藤一雄：物性定数推算法 p 104　丸善（昭和40年）

4〕 橋本健治：反応工学 p 190　培風館（昭和54年）

5〕 原　行明，工藤　勝，近藤真一：鉄と銅., **55**, 1291(1969)

Kinetic Study of Oxidation of Zinc Sulfide Pellets II
Analysis based on the Structural Model

Satoshi KONDO, Toyonobu MIYAMOTO, Setuko AKAKABE and Nobuichi OHI

The oxidation of zinc sulfide pellets was studied kinetically by use of a thermobalance over the temperature range 590℃ to 960℃. Structural parameters of pellets such as pore size distribution and individual grain size supplied most of the information required for the comparison of reaction rates with the predictions made by the structural model were determined experimentally. The reaction mechanism consisting of homogeneous to topochemical was analyzed satisfactorily based on the structural model.

〔英文和訳〕

硫化亜鉛ペレットの酸化反応の速度論的研究（報2報）
構造モデルによる解析

近藤　敏, 宮本豊暢, 赤壁節子, 大井信一

硫化亜鉛ペレットの酸化反応を 590℃～ 960℃の温度範囲で熱天秤を用いて速度論的に研究した。反応速度を構造モデルによる予測と比較するために必要な知見を与える細孔径分分布や個々のグレイン径の如きペレットの構造的パラメーターを実験的に測定した。均一反応からトポケミカル反応までの反応機構を構造モデルにもとづいてほぼ満足に解析した。

（1982年10月20日受理）

パーソナル・コンピュータによるＥＳＣＡ測定の自動化

三宅　泉・丹保　豊和・龍山　智栄

緒　　言

最近，電子計算機（特にマイコン，パソコン）の進歩により，各種の計測を計算機によって簡単に制御できるようになってきた。当研究室においてもすでにラマン散乱の測定をミニ・コンピュータ（MELCOM70/10）で制御し，そのデータ処理を行なっている。

現在，我々が使用しているESCA／AES複合表面分析装置は主に物質の内殻準位の測定を行なう様に構成されており，非常に小さい信号（例えば金属，半導体の価電子帯からの信号など）に対しては十分ではない。というのはESCA（XPS）の信号はフォトン・カウンティングを行なっているため，統計的なゆらぎを持っており小さい信号のSN比を良くするには何回も測定をしてその平均をとる必要があるが，現在の装置ではくり返し測定ができないからである。そこでパーソナル・コンピュータ（横河ヒューレットパッカードHP－85）を使用して自動的にくり返し測定を行ない，SN比の改善をはかり，又現在スペクトル分解のために手動で行なっているミニ・コンピュータ(MELCOM70/10)へのデータの入力もHP－85から直接転送可能とし，データの解析を容易にすることを試みた。

以上の目的を達するために設置したシステムを以下に示すことにする。

1．システムの構成

1．1　システムのハードウェア

1．1．1　システムの概略　Fig.1にシステム全体のブロック図を示す。表面複合分析装置，（Φ Model 548SH）のシステム・コントロール部のEXT（0－10V）端子に直流の0～10Vを加えると，その電圧に応じて分析管に加わる電圧が変化する。分析管に入った光電子は，その電圧に応じたエネルギーを持つものだけが検出器に到達するようになっているので，その電圧を制御すれば任意の範囲のスペクトルがとれることになる。

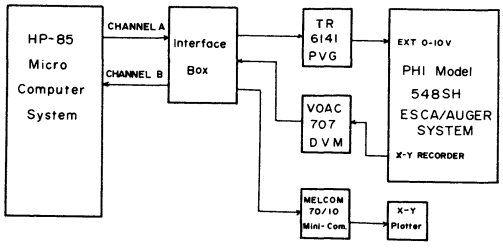


Fig.1　Block Diagram of System

本システムではこの0－10Vの電圧をプログラマブル電圧発生器(タケダ理研，TR6141)とHP－85で設定させる。分析装置は0－10Vに対応した束縛エネルギーの信号出力をXYレコーダに出力するので，その電圧をデジタル電圧計（岩通電子，VOAC707）で読取り，HP－85に送る。さらにそのデータをMELCOM70/10ミニ・コンピュータに転送し，処理を行ない，XYプロッタに出力することができる。

1．1．2　HP－85ならびに周辺装置の入出力タイミング　まずHP－85,[2] TR 6141,[4] VOAC707,[3] MELCOM70/10[5]の入出力タイミングについて考慮する。Fig.2，3に各々HP 85の入出力タ

イミング・チャートを示す。

入力の場合は，まずHP －85から「データ入力が可能である」ことを示すCTL ラインが「真」となり，周辺装置はそれに応じてデータを出力すると共にFLAG ラインを「真」にする。HP －85はFLAG ラインの立ち下がりに同期してデータを読み込む。この際，FLAGラインが「真」に保たれる 時間は15μsec 以上必要である。

出力の場合は，HP －85側にデータが用意されたら「データの出力が可能である」ことを示すCTL ラインが「真」になる。周辺装置はそれを受けてFLAG ラインを「真」にし，データを受け取る。

これに対して，TR 6141電圧発生器，VOAC707 デジタル電圧計，MELCOM70／10の入出力タイミングチャートを各々Fig. 4，5に示す。

1．1．3　インターフェイス回路の動作　Fig. 6に，HP －85と電圧発生器，デジタル電圧計，ミニ・コンピュータとのインターフェイス回路を示す。このシステムではデータをBCD コード（2進化10進数）で扱っている。BCD コードによるデータのやり取りは，各々の機器の入出力回路が比較的簡単になる反面，データの線数が多くなり，又HB －IB（GP －IB）やRS 232C などの方式のようにデータバスが標準化されておらず各機器ごとにタイミングを考える必要があるとか，コネクターがまちまちであるという欠点もある。

そこで1．1．2で述べた各タイミングを考慮してインターフェイス回路の構成を見てみる。インターフェイス回路はHP －85からTR 6141およびMELCOM70／10へのデータ出力と，VOAC 707からHP －85への入力回路，そして電源回路の3つから構成されている。

まずHP －85からTR 6141とMELCOM70／10 への出力回路について検討する。1．1．2で述べたHP －85の出力タイミングとTR 6141（MELCOM 70／10も同様）の入力タイミングを一致させるため以下の様な動作を行なわさせる。まずHP －85がデータを出力する時，CTL ラインが「真」になるのでこの信号を使って50msec の幅のパルスをタイマーICによって作り，これをLOAD 信号としてTR614に送る。TR 6141側はこのLOAD信号によってデータを取り込む。HP －85側はTR 6141から「データを受け取った」という，FLAG 信号が出力されるのを待っているが，TR 6141にはそのような信号を出力する回路がないのでその代用として先に述べた50msec のパルスの立ち下がりを用いている。TR．6141の各データ・ラインはオープン・コレクタ入力となっているのでSN 74LS 05を間に入れ，MELCOM 70／10への回

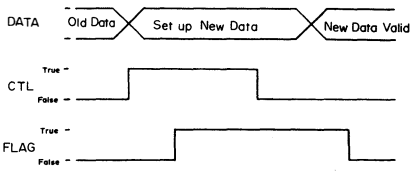


Fig. 2　Input Timing of HP-85

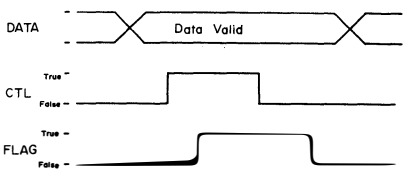


Fig. 3　Output Timing of HP-85

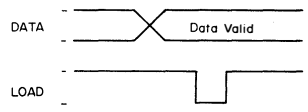


Fig. 4　Input Timing of TR6141

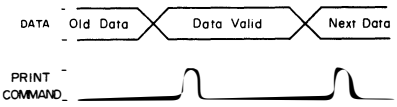


Fig. 5　Output Timing of VOAC707

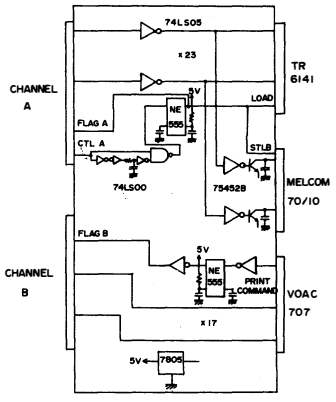


Fig. 6　Interface Circuit

路は伝送距離が長いのでSN 75452Bライン・ドライバーを用いている。

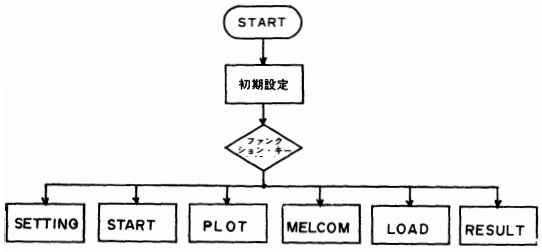
次にVOAC 707からHP −85への入力回路について検討する。VOAC 707の出力はTTLレベルとなっているのでHP −85と直結できる。VOAC 707とHP −85とのタイミングはVOAC 707の PRINT COMMAND 信号をFLAG 信号として用いることによって合わせている。しかしながらPRINT COMMAND信号はそのパルス幅が5 μsec しかなく，HP −85のFLAG 信号が15μsec 以上のパルス幅を必要とするという条件を満たしていないので，実際にはタイマーICを用いてパルス幅を15μsec に伸ばしてHP −85に入力してある。この場合CTL ラインは使用していない。

最後に電源回路は各ICに必要な＋5Vの電圧を3端子レギュレータによって安定化し，供給している。

1．2　システムのソフトウェア[1)]

プログラムの流れ図をFig. 7．1.2に示す。プログラムをスタートさせると，初期設定を行なった後ファンクション・キーの入力待ちになり，ファンクション・キーを選択することによっていろいろな動作を行なうことができる。ファンクション・キーには1．SETTING，2．START，3．PLOT，4．MELCOM，5．LOAD，6．RESULT があり，各々，1．測定条件の設定，2．測定開始，3．結果をデスプレイ上に表示，4．ミニ・コンピュータ（MELCOM 70／10）にデータを転送，5．磁気テープよりデータの読み込み，6．ピーク位置，半値幅の表示の動作を行なう。

実際の測定はSTART のルーチンによって行なわれるが，その際一点の測定を3回行ない，その平均値をデータとしてメモリ上に格納し，それをある設定範囲で走査させ，さらにその走査を設定回



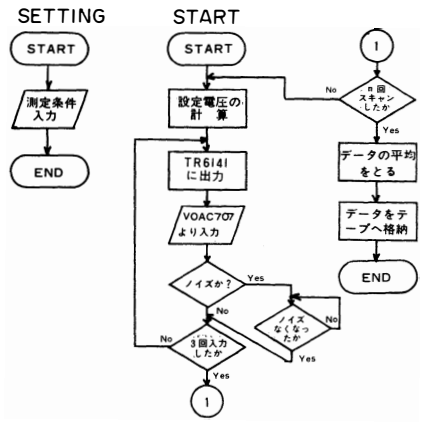
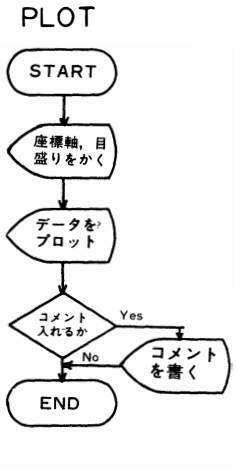
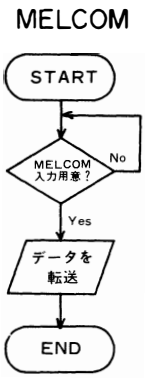
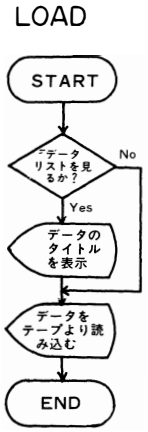


Fig. 7 (a)　Flow Chart







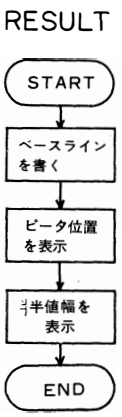


Fig. 7 (b)　Flow Chart

数だけ行なう。また測定中に雑音が外部から入ることがあるので，それを除去するプログラムも組み込まれている。

2．測定結果

以上のシステムを用いて測定したいくつかの結果を次に示す。

2．1　金（Au）の価電子帯スペクトル

Fig.8は金の価電子帯のXPS スペクトルである。励起源としてはMgkα線を用い，測定中の真空度は3×10^{-9}Torr，走査速度は 0.01eV/sec で測定したものである。6eV付近に金の５ｄバンドが，そして3eV付近に６ｓバンドが存在しているのがわかる。

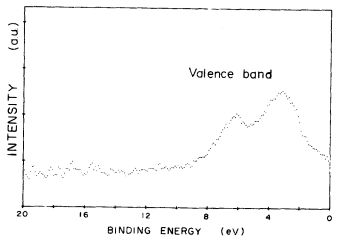


Fig.8 XPS Spectrum of Au

2．2　InSe の In4d 準位のスペクトル

Fig.9は当研究室で作成されたⅢ－Ⅵ族層状化合物半導体であるInSeのIn４ｄスペクトルである。ピークが非対称なのはIn４ｄの$\frac{3}{2}$ピークと$\frac{5}{2}$ピークが重なっているからである。測定条件は２．１と同じである。

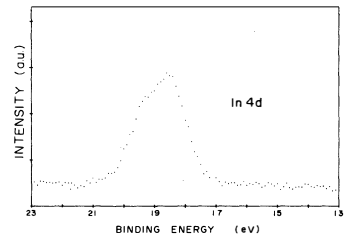


Fig.9 XPS Spectrum of InSe

2．3　InSeの価電子帯スペクトル

上の２つのスペクトルはこのシステムを用いなくても測定可能だったが，このスペクトルは今まで測定することができなかったのが，このシステムを使用して初めて測定が可能になったものである。この時の測定条件は上と同じであるが走査を10回くり返してSN 比を改善したことによってスペクトルが測定できたものである。

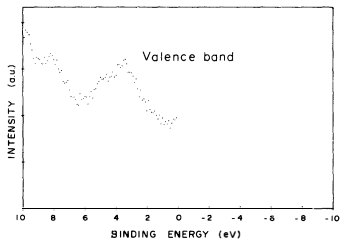


Fig.10 XPS Spectrum of InSe

結　　言

このシステムを実際に使用することによって従来の測定結果と比べると，より微小な信号でも検知できるようになった。これはノイズ除去プログラムとデータを平均する効果に起因している。特にこれは価電子帯の測定に威力を発揮する。これは半導体表面の酸化過程の初期状態の観察，ヘテロ接合の初期成長過程の観察，表面における吸着の問題等に有用である。又，ミニ・コンピュータと接続してデータが簡単に転送できるので，データの処理が非常に容易になった。このシステムは今後のＥＳＣＡ（ＸＰＳ）測定に大きな役割を示すと思われる。

参　考　文　献

1）横河ヒューレットパッカード株式会社，HP －83／85入出力制御用ROM 操作マニュアル，P.

14－1，（1980）
2）HEWLETT PACKARD, HP82941A BCD Installation and Theory of Operating Manual, P．33,（1980）
3）岩通電子株式会社，VOAC707A取扱説明書，P．15,（1799）
4）タケダ理研工業株式会社，TR6141取扱説明書，P．3－11,（1979）
5）三菱電機株式会社，MELCOM70シリーズ　B6721汎用ディジタル入出力機構説明書，P．9

Automization of ESCA measurement with Personal Computer (HP-85)

Izumi Miyake, Toyokazu Tanbo, Chiei Tatsuyama

The improvement of the S/N ratio of the XPS spectrum has been studied by using a micro-computer（HP-85）. The D.C. voltage from a programable voltage generator controlled by HP-85 is applied on a double pass CMA for the measurement of the binding energy. The signal from the CMA is read into HP-85 through a digital voltmeter. Repeating the measurement and the averaging the data in the same spectral region, the S/N ratio is improved dramatically. We can measure the valence band spectrum of a semiconductor which has not been observed without this system. This system also enables us to analyze the data easily.

〔英文和訳〕

パーソナルコンピュータによるＥＳＣＡ測定の自動化

三宅　泉・丹保　豊和・龍山　智栄

マイクロ・コンピュータ(HP-85)を使用してXPSスペクトルのS/N比の改善を行った。束縛エネルギーの測定の際，HP-85に制御されたプログラマズル電圧発生器から，ダブルパスのCMAに直流電圧が印加される。CMAからの信号はデジタル電圧計を介してHP-85に読み込まれる。同じスペクトル範囲の測定をくり返し，そのデータを平均化することによってS/N比は大幅に改善される。我々は，以前測定のできなかった半導体の価電帯スペクトルをこのシステムを使用して測定することができた。又このシステムの使用によりデータの解析も容易になる。

（1982年10月20日受理）

熱伝導変分原理の一考察

古谷嘉志

§1. はしがき

長さLの棒の一端$x=0$の温度をθ_1に上昇したとき温度変化のおよぶ層の厚さ$q(t)$を浸透深さ(penetration depth)と云う。この$q(t)$をM. Biot, J. Yu[1),2)]は各々別の熱伝導変分原理より計算した。

両論文とも試行関数を2次式において求めているが本論文ではリッツの解法とはき出し近似法[3),4)]をもちいてより正確であると確信のもてる解を求めた。

§2. 変分原理の構成

温度変化をθ，単位体積当りの比熱をc，熱低導係数をλとし汎関数

$$V=\int_0^q\left\{c\frac{\partial\theta_0}{\partial t}\theta+\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\right\}dx \qquad \cdots\cdots(2.1)$$

を定義する[2),5)]　θ_0は変分によって変化しない部分とする．

熱伝導方程式

$$c\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial\theta}{\partial x}\right), \qquad \cdots\cdots(1.2)$$

$$q<x<L \quad で \quad \theta=0,$$

と境界条件

$$x=0 \quad で \quad \theta=\theta_1, \qquad x=q \quad で \quad \theta=0,$$

(Yu, Biotの論文のように　$x=q$　で$\theta=0$　$\partial\theta/\partial x=0$　としない)

より$(\partial\theta/\partial x)_{q+0}=0$であることに注意すると，変分原理　$\delta V=0$，すなわち

$$\delta\int_0^q\left\{C\dot{\theta}_0\theta+\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\right\}dx=0 \qquad \cdots\cdots(2.3)$$

が成り立つ．変分はqに仮想変位δqを与えたときの増分を意味する．

$$\delta\int_0^q c\dot{\theta}_0\theta dx=\int_0^q c\dot{\theta}_0\delta\theta dx=\int_0^q c\dot{\theta}\delta\theta$$

と変形し(2.3)を

$$\int_0^q c\dot{\theta}\delta\theta dx+\delta\int_0^q\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)dx=0 \qquad \cdots\cdots(2.4)$$

と表わす．　変分はqに仮想変位δqを与えたときの増分を意味する。

§3. 解　法

(2.3)を解くため

$$\delta\theta=\left(\theta_1\frac{x}{q^2}-\sum_{n=1}^{\infty}a_n\frac{n\pi x}{q^2}\cos\frac{n\pi x}{q}\right)\delta q+\sum_{n=1}^{\infty}\sin\frac{n\pi x}{q}\delta a_n$$

$$\therefore\ \dot{\theta}\delta\theta = \dot{q}\left(\theta_1\frac{x}{q^2} - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi x}{q^2}\cos\frac{n\pi x}{q}\right)^2 \delta q$$

$$+ \dot{q}\left(\theta_1\frac{x}{q} - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi x}{q^2}\cos\frac{n\pi x}{q}\right)\sum_{n=1}^{\infty}\sin\frac{m\pi x}{q}\,\delta a_m \qquad \cdots\cdots (3.2)$$

$$\int_0^q \left(\theta_1\frac{x}{q^2} - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi x}{q^2}\cos\frac{n\pi x}{q}\right)^2 dx$$

$$= \frac{\theta_1^2}{3q} - 2\frac{\theta_1}{q}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n a_n \frac{2}{n\pi} + \sum\sum_{n\neq m} a_n a_m \frac{nm}{q}(-1)^{n+m}\left\{\frac{1}{(m+n)^2} + \frac{1}{(m-n)^2}\right\}$$

$$+ \sum_n^{\infty} a_n^2 (n\pi)^2 \frac{1}{2q}\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2n^2\pi^2}\right) \qquad \cdots\cdots (3.3)$$

$$\int_0^q \left(\theta_1\frac{x}{q^2} - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi x}{q^2}\cos\frac{n\pi x}{q}\right)\sum_{n=1}^{\infty}\sin\frac{m\pi x}{q}\,\delta a_m\, dx$$

$$= \theta_1\sum_m^{\infty}(-1)^{m-1}\frac{1}{m\pi}\delta a_m - \sum\sum_{n\neq m}\frac{n}{2}a_n\delta a_m(-1)^{m+n-1}\left(\frac{1}{m+n} + \frac{1}{m-n}\right)$$

$$+ \frac{1}{4}\sum_n^{\infty} a_n\delta a_n \qquad \cdots\cdots (3.4)$$

(3.2) ～ (3.4) より

$$c\int_0^q \dot{\theta}\delta\theta dx = c\dot{q}\delta q\left\{\frac{\theta_1}{3q} - 2\frac{\theta_1}{q} - 2\frac{\theta_1}{q}\sum_n^{\infty}(-1)^n a_n\frac{2}{n\pi} + \sum\sum_{n\neq m} a_n a_m \frac{nm}{q}(-1)^{m+}\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{1}{(m+n)^2} + \frac{1}{(m-n)^2}\right) + \sum_n^{\infty} a_n^2(n\pi)^2\frac{1}{2q}\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2n^2\pi^2}\right)\right\}$$

$$+ c\dot{q}\left\{\theta_1\sum_m(-1)^{m+1}\frac{1}{m\pi}\delta a_m - \sum\sum_{n\neq m} a_n\delta a_n\frac{n}{2}(-1)^{m+n-1}\left(\frac{1}{m+n} + \frac{1}{m-n}\right)\right.$$

$$\left. + \sum_n^{\infty}\frac{1}{4}a_n\delta a_n\right\} \qquad \cdots\cdots (3.5)$$

$$J = \frac{\lambda}{2}\int_0^q \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 dx$$

とおいて (3.1) を代入：

$$J = \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\theta_1^2}{q} + \frac{\pi^2}{2q}\sum_n n^2 a_n^2\right) \qquad \cdots\cdots (3.6)$$

以後　$V = V(a_1, a_2, \cdots a_n ; q)$ の形にして変分原理 (2.3) が満たされるようにリッツの方法と逐次近似法を用いて $a_1, a_2, \cdots a_n ; q$ をきめる。変分原理は計算しやすいように変形した形 (2.4) を用いる。(3.6) より

$$\frac{\partial J}{\partial q} = -\frac{\lambda}{2c}\left\{-\frac{\theta_1^2}{q^2} - \frac{\pi^5}{2q^2}\sum_n n^2 a_n^2\right\} \qquad \cdots\cdots (3.7)$$

以後計算を簡略にするため　$\theta_1, \lambda, c,$ を *1* にとる

(3.5) と (3.7) の δq の係数より

$$\dot{q}\left[\frac{1}{3q} - \frac{2}{q}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n a_n\frac{2}{n\pi} + \sum\sum_{n\neq m} a_n a_m\frac{nm}{q}(-1)^{n+m}\left\{\frac{1}{(m+n)^2} + \frac{1}{(m-n)^2}\right\}\right.$$

$$\left. + \sum_n a_n^2(n\pi)^2\frac{1}{2q}\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2n^2\pi^2}\right)\right] + \frac{1}{2}\left(-\frac{1}{q^2} - \frac{\pi^2}{2q^2}\sum_n n^2 a_n^2\right) = 0 \qquad \cdots\cdots (3.8)$$

ここで第一次近似解として

$$\theta = \theta_1 \left(1 - \frac{x}{q} \right),$$

$$a_1 = a_2 = \cdots\cdots\cdots\cdots = 0$$

を用いると（3.8）より

$$q\dot{q} = \frac{3}{2}$$

$$\therefore \quad \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} q^2\right) = \frac{3}{2}$$

$$\therefore \quad q = \sqrt{3t} \quad \cdots\cdots\cdots\

（3.10）と（3.5）の δa_2 の係数より

$$\dot{q}\left\{-\frac{1}{2\pi}-\frac{a_1}{2}\left(1+\frac{1}{3}\right)+\frac{1}{4}a_2\right\}+\frac{2\pi^2}{q}a_2=0$$

これに（A），（II）を代入：

$$1.1227\,(0.9700+0.25\,a_2)=3.1425\,a_2$$

$$\therefore \quad a_2=0.3805 \quad \cdots\cdots (B)$$

次に（3.8）の　$n=2$　迄とった式

$$\dot{q}\left[\frac{1}{3}\frac{1}{q}-2\frac{1}{q}\left\{-a_1\frac{2}{\pi}+a_2\frac{2}{2\pi}\right\}+2a_1a_2\left\{\frac{2}{q}(-1)\left(\frac{1}{9}+1\right)\right\}\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2q}\left\{a_1^2\pi^2\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2\pi^2}\right)+a_2^2\cdot 4\pi^2\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2\cdot 4\pi^2}\right)\right\}\right]$$

$$=\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{q^2}+\frac{\pi^2}{2q^2}(a_1^2+4a_2^2)\right\}$$

に（A），（B）の a_1, a_2 を代入：

$$1.1549\frac{\dot{q}}{q}=1.9489\frac{1}{q^2}$$

$$\therefore \quad q\dot{q}=1.6875$$

$$\therefore \quad q=\sqrt{3.3750\,t} \quad \cdots\cdots (III)$$

これが第3次近似解である．

同様に（3.6）より

$$\frac{\partial J}{\partial a_2}=\frac{9\pi^2}{2q}a_3 \quad \cdots\cdots (3.11)$$

（3.5）の δa_3 の係数と（3.11）より

$$\dot{q}\left[\frac{1}{3\pi}-\left\{a_1\frac{1}{2}(-1)\left(\frac{1}{4}+\frac{1}{2}\right)+a_2\frac{2}{2}\left(\frac{1}{5}+1\right)+\frac{1}{4}a_3\right\}\right]+\frac{9\pi^2}{2q}a_3=0 \quad \cdots\cdots (3.12)$$

III（III）より

$$q\dot{q}=1.6875 \quad \cdots\cdots (3.13)$$

（3.13）と（A），（B）を（3.12）に代入：

$$1.6875\,(-0.3890-0.25\,a_3)=-44.4132\,a_3$$

$$\therefore \quad a_3=0.0149 \quad \cdots\cdots (C)$$

次に（3.8）の $n=3$ 迄とった式に第3次近似解（III）と（A），（B），（C）を代入：

$$\frac{1}{q}\dot{q}\,[\,0.3333-1.2732\{0.0899+\frac{1}{2}(0.3805)-\frac{1}{3}(0.0149)\}+2\{(-2.2222)(-0.0899)$$

$$\times(0.3805)+0.9375(-0.0899)(0.0149)-6.4200(0.3805)(0.0149)\}$$

$$+4.9348\{0.3840\times 0.0899^2+1.3840\times 0.3805^2+3.0507\times 0.0149^2\}\,]$$

$$=\frac{1}{2q^2}[\,1+4.9348\{0.0899^2+4\times 0.3805^2+9\times 0.0149^2\}\,]$$

$$\therefore \quad 1.0776\frac{\dot{q}}{q}=1.9538\frac{1}{q^2}$$

$$\therefore \quad \frac{dq^2}{dt} = 3.6262$$

$$\therefore \quad q = \sqrt{3.6262\,t} \quad \cdots\cdots (\text{Ⅳ})$$

これが第4次近似解である．

再び((3.6)より

$$\frac{\partial J}{\partial a_4} = \frac{\pi^2}{q} 8a_4 \quad \cdots\cdots (3.14)$$

(3.14)と(3.5)のδa_4の係数より

$$\dot{q}\left[-\frac{1}{4\pi} - \left\{ \frac{1}{2}\left(\frac{1}{5}+\frac{1}{3}\right)a_1 - \frac{2}{2}\left(\frac{1}{6}+\frac{1}{2}\right)a_2 + \frac{3}{2}\left(\frac{1}{7}+1\right)a_3 + \frac{1}{4}a_4 \right]\right.$$

$$+\frac{\pi^2}{q}8a_4 = 0 \quad \cdots\cdots (3.15)$$

これに第4次近似解(Ⅳ)，係数(A)，(B)，(C)を代入：　$q\dot{q} = 1.8131$　であるから

$$1.8131\,[\,-0.0796 - \{0.2667(-0.0899) - 0.6667 \times 0.3805 + 1.7143 \times 0.0149\}$$

$$+ 0.25\,a_4\,] = -78.9568\,\dot{a}_4$$

$$\therefore \quad a_4 = 0.0076 \quad \cdots\cdots (\text{D})$$

3.(3.8)の$n=4$　迄とった式に係数(A)，(B)，(C)，(D)を代入する：

$$\frac{\dot{q}}{q}[\,0.3333 - 1.2732(-a_1 + \frac{1}{2}a_2 - \frac{1}{3}a_3 + \frac{1}{4}a_4) + 2\{-2.2222\,a_1a_2 + 0.9375\,a_1a_3$$

$$- 0.6044\,a_1a_4 + 2.2222\,a_2a_4 - 12.2449\,a_3a_4\} + \frac{1}{2}\{3.7899\,a_1^2 + 13.6595\,a_2^2$$

$$+ 30.1088\,a_3^2 + 53.1379\,a_4^2\}\,] = \frac{1}{2q^2}\{1 + 4.9348(a_1^2 + 4a_2^2 + 9a_3^2 + 16a_4^2)\}$$

より

$$1.0792\,q\dot{q} = 1.9561$$

$$\therefore \quad q\dot{q} = 1.8125$$

$$\frac{d}{dt}q^2 = 3.6251$$

$$\therefore \quad q = \sqrt{3.6251\,t} \quad \cdots\cdots (\text{Ⅴ})$$

これが第5次近似解である．

以上整理して

第1次近似解；　$q = \sqrt{3\,t}$

第2次近似解；　$q = \sqrt{2.2453\,t}$

第3次近似解；　$q = \sqrt{3.3750\,t}$

第4次近似解；　$q = \sqrt{3.6262\,t}$

第5次近似解；　$q = \sqrt{3.6251\,t}$

これより次のことが云えるのではないか．

(1)　解を(3.1)とおいたとき第一項目の　$\theta_1(1 - x/q)$（直線近似）が大きくきいている．

(2)　qはだいたい

$$q = \sqrt{3.6\,t}$$

になるのではないか

次に各近似解の数値を別表に示す．

q \ t	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\sqrt{3\,t}$	0.5477	0.7746	0.9487	1.0954	1.2247	1.3416	1.4491	1.5492	1.6432	1.7321
$\sqrt{2.2453\,t}$	0.4738	0.6701	0.8207	0.9477	1.0596	1.1607	1.2537	1.3402	1.4215	1.4948
$\sqrt{3.3750\,t}$	0.5809	0.8216	1.0062	1.1619	1.2990	1.4230	1.5370	1.6432	1.7428	1.8371
$\sqrt{3.6262\,t}$	0.6022	0.8516	1.0430	1.2044	1.3465	1.4750	1.5932	1.7032	1.8065	1.9043
$\sqrt{3.6251\,t}$	0.6021	0.8515	1.0428	1.2042	1.3463	1.4748	1.5930	1.7030	1.8063	1.9040

参 考 文 献

1) M. Biot; J. Aero. Sci. **24**, 12. p.857 1957.

2) J. Yu; Q. J. Mech. and Appl. Math. **25**, 2, p.225,1972.

3) 水本久夫; 工業数学II，数値計算法 p. 9 森北出版.

4) 近藤次郎; 応用数学Ⅰ，常微分方程式 p.130－133 培風館.

5) 犬井鉄郎; 応用偏微分方程式論 p.297 岩波書店.

(1980年10月 日本物理学会（福井）にて講演).

One Study on the Variational Principle of Heat Conduction

Yoshiyuki FURUYA

A spacial variation which is independent of time is introduced. By imposing the spacial variation on the system of heat conduction, one side raised to a constant temperature and has a penetration depth q, a variational principle is obtained. The formulation is based on the structure of heat conduction equation and the boundary condition. This variational equation together with the sweep method and Ritz's method provide a approximate solution of $q(t)$.

〔英文和訳〕

熱伝導変分原理の一考察

古 谷 嘉 志

時間に無関係の空間変分が導入されている一方が一定温度に保たれ浸透深くqをもつ熱伝導の問題にこの変分を適用し，変分原理を得ている。数式化は熱伝導方程式と境界条件に基礎をおいている。この変分方程式にはき出し法及びリッツの方法をもちいてq(t)の近似解を導く。

一端の温度を一定温度に上昇したとき浸透深さをもつ熱伝導の変分原理を導き，はき出し法とリッツの解法をもちいて浸透深さの近似解を求めた。

(1982年10月20日受理)

Application of Yu's Variational Method to Heat Conduction of Solid with Phase Change.

Yoshiyuki FURUYA

Department of Applied Mathematics, Faculty of Engineering, Toyama University, Takaoka

By refering to Yu's variational method, a sufficiently long melting slab is investigated. The slab is acted upon by a prescribed heat input at one face and has its other face insulated. In order to find a solution involving two unknown functions, the heat balance integral method introduced by Goodman is used as a subsidary condition.

§ 1. Introduction

Yu and Vujanovic derived the variational formulation of heat conduction of rod introducing the variational invariant[1),2)]

$$V=\int_0^L \left\{ c\frac{\partial\theta_1}{\partial t}\theta+\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\right\}dx, \qquad \cdots\cdots(1.1)$$

where c is the heat capacity per unit volume, θ the temperature change, λ the heat conductivity, L the length of the rod.

The suffix 0 denotes the quantity not subjected to any variation, therefore it becomes $\theta=\theta_0$ after the variational process.

We shall examine to evaluate the problem of moving boundary, that is the heat conduction of solid with phase change, by applying their theory. We also use the heat balance integral method proposed by Goodman[3),4)] as a subsidary condition.

§ 2. Basic Formulation

Take a sufficiently thick slab of thickness L, occupying the region $(0, L)$, insulated at $x=L$, exposed to a prescribed heat input $Q(t)$ at $x=0$. It will be assumed here that the melted portion is immediately removed. Let $s=s(t)$ denote the thickness of the portion of the material which has melted.

We introduce the variational invariant

$$V=\int_s^L \left\{ c\frac{\partial\theta_0}{\partial t}\theta+\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\right\}dx, \qquad \cdots\cdots(2.1)$$

and take the variations as the changes of the quantities due to the virtual displacement of the position of the melting line $s(t)$. The variation of V is evaluated as

$$\delta V = \left\{ -c_m \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial t}\right)_m \theta_m - \frac{\lambda_m}{2}\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_m^2 \right\}\delta s + \int_s^L \left\{ c\frac{\partial \theta_0}{\partial t}\,\delta\theta + \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x}(\delta\theta) \right\} dx, \quad \cdots\cdots (2.2)$$

where suffix m denotes the melting state. Integrating by part and using the fact $(\delta\theta)_m = 0$, we see

$$\int_s^L \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x}(\delta\theta)\,dx = -\int_s^L \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x}\right)\delta\theta dx. \quad \cdots\cdots (2.3)$$

Inserting eq. (2.3) into eq. (2.2) by considering the heat conduction equation, we see

$$\delta V = -\left\{ c_m \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial t}\right)_m \theta_m + \frac{\lambda_m}{2}\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_m^2 \right\}\delta s. \quad \cdots\cdots (2.4)$$

This is the variational equation we found.

We shall try to find the solution of the following type, [1),2),5)]

$$\theta = \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 f(t). \quad \cdots\cdots (2.5)$$

This solution has two parameters, $s(t)$ and $f(t)$. Therefore we must find the subsidary condition of eq. eq. (2.4). The heat balance integral method introduced by Godman[3),4)] is chosen for this aim.

Introduce the quantity

$$I = \int_s^L c\theta dx, \quad \cdots\cdots (2.6)$$

and differentiate with respect to time by considering the heat conduction equation, we find the followings :

$$\frac{dI}{dt} = -c_m \dot{\theta}_m \dot{s} + \int_s^L c\dot{\theta} dx = -c_m \theta_m \dot{s} + \int_s^L \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) dx = -c_m \theta_m \dot{s} - \lambda_m \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_m.$$

Inserting the boundary condition of the melting line[3),4),6)]

$$-\lambda_m \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_m = Q(t) - \rho l \dot{s}, \quad \cdots\cdots (2.7)$$

where ρl ir the latent heat per unit volume, we have

$$\frac{dI}{dt} = -(c_m \theta_m + \rho l)\dot{s} + Q(t). \quad \cdots\cdots (2.8)$$

§ 3. Method of Solution

In this section, we shall find the solution of eq. (2.4) with the subsidary condition (2.8). We set the solution as eq. (2.5), also we set

$$\theta_0 = \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 f_0(t). \quad \cdots\cdots (3.1)$$

Inserting eqs. (2.5) and (3.1) into eq. (2.1), we have

$$V = \frac{cL}{5}\left(1 - \frac{s}{L}\right)^5 \dot{f}_0 f + \frac{2\lambda}{3L}\left(1 - \frac{s}{L}\right)^3 f^2. \quad \cdots\cdots (3.2)$$

Therefore, we see

[left side of eq. (2.4)] $= -\left[c\left(1 - \frac{s}{L}\right)^4 \dot{f}_0 f + \frac{2\lambda}{L^2}\left(1 - \frac{s}{L}\right)^2 f^2 \right]\delta s + \left[\frac{cL}{5}\left(1 - \frac{s}{L}\right)^5 \dot{f}_0 \right.$

$$+\frac{4\lambda}{3L}\left(1-\frac{s}{L}\right)^3 f\Big]\delta f. \quad (3.3)$$

Also, using eqs. (2.5) and (3.1), we have

$$[\text{right side of eq. (2.4)}] = -\left[c_m\left(1-\frac{s}{L}\right)^2\theta_m\dot{f}_0(t)+\frac{2\lambda_m}{L^2}\left(1-\frac{s}{L}\right)^2\{f(t)\}^2\right]\delta s. \quad (3.4)$$

Equating eq. (3.3) and eq. (3.4) and seting $f_0 = f$, we find

$$\left\{c_m\theta_m\dot{f}+\frac{2}{L^2}(\lambda_m-\lambda)f^2-c\left(1-\frac{s}{L}\right)^2 f\dot{f}\right\}\delta s+\left\{\frac{cL}{5}\left(1-\frac{s}{L}\right)^3\dot{f}+\frac{4\lambda}{3L}\left(1-\frac{s}{L}\right)f\right\}\delta f=0. \quad (3.5)$$

Also, inserting eq. (2.5) into eq. (2.6), we have

$$I=\frac{cL}{3}\left(1-\frac{s}{L}\right)^3 f(t). \quad (3.6)$$

Let us set the origin of time as the time when the melting beings, i.e.

$$s(0)=0. \quad (3.7)$$

Integrating eq. (2.8) and substituting eq. (3.6), we have

$$\frac{cL}{3}\left\{\left(1-\frac{s}{L}\right)^3 f(t)-\theta_m\right\}=-(c_m\theta_m+\rho l)s+\int_0^t Q(t)\,dt. \quad (3.8)$$

Here, we set

$$f(0)=\theta_m \quad (3.9)$$

From eq. (3.8), the relation of δs and δf is found as

$$\delta f=-\frac{3}{cL}\frac{1}{\left(1-\frac{s}{L}\right)^3}\left\{c\left(1-\frac{s}{L}\right)^2-(c_m\theta_m+\rho l)\right\}\delta s. \quad (3.10)$$

Eliminating δf and δs from eqs. (3.5) and (3.10), we have

$$\left\{c_m\theta_m\dot{f}+\frac{2}{L}(\lambda_m-\lambda)f^2-c\left(1-\frac{s}{L}\right)^2 f\dot{f}\right\}\left(1-\frac{s}{L}\right)^2-\frac{3}{cL}\left\{(c_m\theta_m+\rho l)-c\left(1-\frac{s}{L}\right)^2 f\right\}$$
$$\left\{\frac{cL}{5}\left(1-\frac{s}{L}\right)^2\dot{f}+\frac{4\lambda}{3L}f\right\}=0 \quad (3.11)$$

Here, we find the simultaneous equations (3.8) and (3.11).

For avoiding the troublesome calculations, we assume $c_m = c$ and $\lambda_m = \lambda$. Using Adams-Bashforth's method[7] by recalling eqs. (3.7) and (3.9), we find

$$\begin{cases} f(t) = \theta_m + a_1 t + a_2 t^2 + \cdots\cdots, & (3.11) \\ s(t) = \quad b_1 t + b_2 t^2 + \cdots\cdots, & (3.13) \end{cases}$$

with

$$a_1 = -\frac{20\lambda}{3cL^2}\theta_m, \qquad b_1 = \frac{1}{\rho l}\left(Q(0)-\frac{cL}{3}a_1\right),$$
$$a_2 = -\frac{5}{6\rho l}\left[-\frac{2c}{L}\theta_m a_1 b_1 + c a_1^2 + \frac{3}{cL}\left\{\frac{3}{cL}\theta_m b_1 - c a_1\right)\left(\frac{cL}{5}a_1+\frac{4\lambda}{3L}\theta_m\right)+\rho l\left(-\frac{2c}{5}b_1+\frac{4\lambda}{3L}\right)a_1\right\}\right]$$
$$a_3 = \frac{1}{6\rho l}\left(\frac{3}{cL}-\frac{c}{L^2}\theta_m b_1^2+\frac{6}{L}a_1 b_1-2a_2\right)$$

etc.

§ 4. Conclusion

In the previous works,[8,9] we investigated the melting elastic solid by Biot's variational method. After formulating the variational principle, we used the quadratic approximate formula as the test function. The method introduced in this paper is able to find the solution of the type presented as eq. (2.5).

Yu and Vujanovic investigated the problem of fixed boundary $(0, L)$, and found the variational principle[1),2)]

$$\delta V = 0. \quad \cdots\cdots (4.1)$$

But our problem is the moving boundary (s, L), and the variational principle is eq. (2.4).

The method in this paper has a posibiljty of treating the problems in curvilinear coordinate in two or three dimensions, which we shall investigate later.

References

1) J. C. Yu ; Q. J. Mech. & Appl. Math. **25** (1972) 265.
2) B. Vujanovic ; AIAA J. **9** (1971) 131.
3) T. R. Goodman and J. L. Shea ; J. Appl. Mech. **27** (1960) 16.
4) T. R. Goodman ; Trans. ASME **80** (1958) 335.
5) M. A. Biot ; J. Aero. Sci. **24** (1957) 857.
6) B. A. Boley ; Appl. Math. **21** (1963) 1.
7) T. Akasaka ; *Sūti keisan* (Numerical Calculation) (Corona Publishing Co. Tokyo 1967) p. 345
8) [in Japanese]
9) Y. Furuya ; J. Phys. Soc. Jpn. **43** (1977) 1068.
9) Y. Furuya ; J. Phys. Soc. Jpn. **45** (1978) 1015.

(Read at the Meeting of the Physical Society of Japan at Shizuoka on October 1978)

(RECEIVED October 20. 1982)

A Model of 'Disparitions Brusques'
(sudden disappearance of eruptive prominences)
As an Instability Driven by MHD Waves

Jun-ichi SAKAI

Department of Applied Mathematics and Physics, Faculty of Engineering, Toyama University, Takaoka, Toyama 933, Japan.

and

Ken-Ichi NISHIKAWA

Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, New Jersey, 08540 U.S.A.

ABSTRACT

A model of 'disparitions brusques' (sudden disappearance of eruptive prominences) is discussed based on the Kippenhahn and Schlüter configuration. It is shown that Kippenhahn and Schlüter's current sheet is very weakly unstable against magnetic reconnecting modes during the lifetime of quiescent prominences. Disturbances in the form of fast magnetosonic waves originating from nearby active regions or the changes of whole magnetic configuration due to newly emerged magnetic flux may trigger a rapidly growing instability associated with magnetic field reconnection. This instability gives rise to disruptions of quiescent prominences and also generates high energy particles.

I. INTRODUCTION

It is well known that quiescent prominences are long-lived, slowly changing phenomena with lifetimes ranging from days to months, and which sometimes undergo a sudden disappearance due to an ascending motion which is called as 'disparitions brusques' (see Tandberg-Hanssen, 1974). Their dimensions are generally taken to be of the order of 5×10^3 km wide, 5×10^4 km high, and 10^5 km long. The characteristic temperature is of the order of 5×10^3 K and the electron number density is in the range of $10^{10} - 10^{11}$ cm^{-3}. The magnetic field is not as yet directly measurable, but limb observations give a line of sight magnetic field B_{11} which is in the range of 0.5 to 30 or 40 gauss (Tandberg-Hanssen, 1974).

The cause of disparitions brusques generally is a flare-induced activation and here the external perturbations have a profound influence on the stability of quiescent prominences. Some temporary disturbances seem to trigger an instability which causes the disparition brusque.

Skylab observations have shown that the filament disruptions represent one of the most important mechanisms of solar activity (see Švestka, 1989). Soft X-rays pictures show a brightening

above the place where the filament just disappeared (Švestka, 1976, p. 230), which means that there occur plasma heating and particle acceleration.

The filament activation has been discussed in connection with the two-ribbon flare. After the disparition brusque, X-rays pictures show that a system of growing loops has maximum brightness at their tops, where the temperature exceeds 10^7 K (Švestka, 1980). This loop system grows and at the same time the two ribbons drift apart at the loop foot points (Švestka, 1976, Fig. 6). Hyder (1967) has presented a phenomenological model for disparitions brusques based on the Kippenhahn and Schulüter model (1957) and the Dungey model (1958). For a comprehensive review of prominences and models the reader is referred to Tandberg-Hanssen's book (1974).

Since the Kippenhahn and Schlüter model, several attempts of explaining the structure of quiescent prominences have been made (Low, 1975 ; Lerche and Low, 1977 ; Heasley and Mihalas, 1976 ; Milne, Priest and Roberts, 1979 ; Low and Wu, 1981) by the combination of magneto-statics and energetics.

On the other hand, the problem of the stability of quiescent prominences has been attacked by several authors (Kuperus and Tandberg-Hanssen, 1967 ; Anzer, 1969 ; Nakagawa and Malville, 1969 ; Nakagawa, 1970 ; Pustil'nik, 1974 ; Dolginov and Ostryakov, 1980 ; also see Tandberg-Hanssen's book, 1974). However, the triggering mechanisms causing disparitions brusques are still not clear.

In the present paper we propose a model of disparitions brusques as an instability externally driven by MHD waves, based on the Kippenhahn and Schlüter equilibrium model which is generally accepted. Except for the Rayleigh-Taylor instability which may be important for limiting the size of prominence (Dolginov and Ostryakov, 1980), the Kippenhahn and Schlüter configuration is stable against ideal MHD perturbations with $k \cdot g = 0$ (Miglivalo, 1982) as well as $k \| g$ (Zweibel, 1982). In Sec. II, we present the stability analysis for resistive MHD perturbations, especially magnetic reconnecting modes which may be important for the explanation of plasma heating and particle acceleration processes observed after disparition brusque. It is shown that the Kippenhahn and Schlüter's current sheet is very weakly unstable against magnetic reconnecting modes during the lifetime of quiescent prominences.

In Sec. III we discuss some temporary disturbances such as fast magnetosonic waves originating from nearby active regions or the changes of whole magnetic configuration due to a newly emerged magnetic flux nearby. We show that these disturbances may trigger a rapid growing instability associated with magnetic field reconnection. It is shown that the ponderomotive force due to finite amplitude fast magnetosonic waves can induce an effective ascending motion which in turn causes a rapid growing instability with broad band fluctuations. In Sec. IV we discuss some nonlinear effects associated with reconnecting modes and suggest the plasma heating and particle acceleration mechanisms.

II. STABILITY OF KIPPENHAHN AND SCHLÜTER MODEL AGAINST RECONNECTING MODES

II-1, Kippenhahn and Schlüter Model

We briefly review the Kippenhahn and Schlüter model, which is a most simple analytic model. A dense plasma sheet in the corona against gravity is supported by the magnetic tension

(Fig. 1). The solution can be obtained from the static equilibrium equation,

$$\nabla p_0 - \rho_0 g e_x - \frac{1}{4\pi}\mathrm{curl}\, \boldsymbol{B}_0 \times \boldsymbol{B}_0 = 0\,, \quad (2\text{-}1)$$

and the equation of state,

$$p_0 = n_0 \varkappa T_0\,, \quad (2\text{-}1)$$

where ρ_0 is the density, p_0 the pressure, B_0 the magnetic field, n_0 the number density, T_0 the temperature and $\varkappa$ Boltzman constant. The magnetic field and density distribution are given by the following relations,

$$B_{x0}(y) = B_\infty \tanh(y/a)\,, \quad (2\text{-}3)$$

$$B_{y0} = B_n = \text{const.}\,, \quad (2\text{-}4)$$

$$\rho_0(y) = \rho(0)\,\mathrm{sech}^2(y/a), \quad (2\text{-}5)$$

where a is the characteristic width of the prominence, B_∞ the magnetic field component far from the sheet, $\rho(0)$ the density at $y=0$ (Fig. 2(a)). From the force balance in the x direction, we have

$$E_n = \frac{B_n}{B_\infty} = \frac{ag}{2c_s^2}\,, \quad (2\text{-}6)$$

where c_s is the sound velocity (temperature is assumed to be constant), and E_n shows the measure of relative strength between B_x and B_y. In the corona, E_n is in the range of 1-10, if we use $a \sim 5.10^3$ km, $g \sim 10^4$ cms^{-2} and $T_0 \sim 5 \times 10^3$ K.

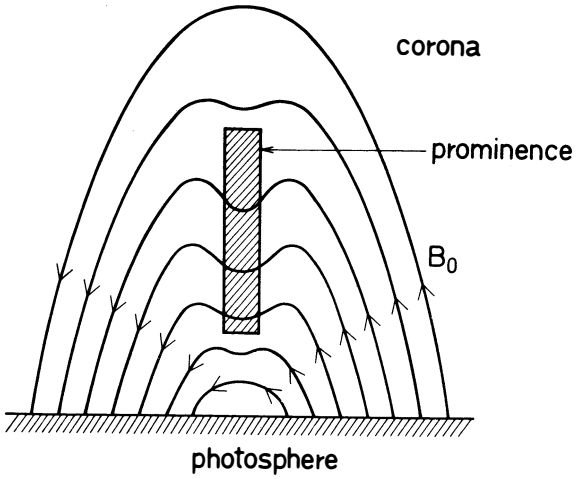


Fig. 1 A schematic configuration of a quiescent prominence based on Kippenhahn and Schlüter model.

II-2. Reconnecting Modes

We investigate the stability of the current sheet shown in Fig. 2(a) against reconnecting modes, namely current filamentation instability in which magnetic field disturbances are schematically drawn in Fig. 2(b). This reconnecting mode has been treated (Nishikawa and Sakai, 1982) in connection with tearing modes (Furth, Killeen and Rosenbluth, 1963), because in the limit of $E_n \to 0$, the Kippenhahn and Schlüter

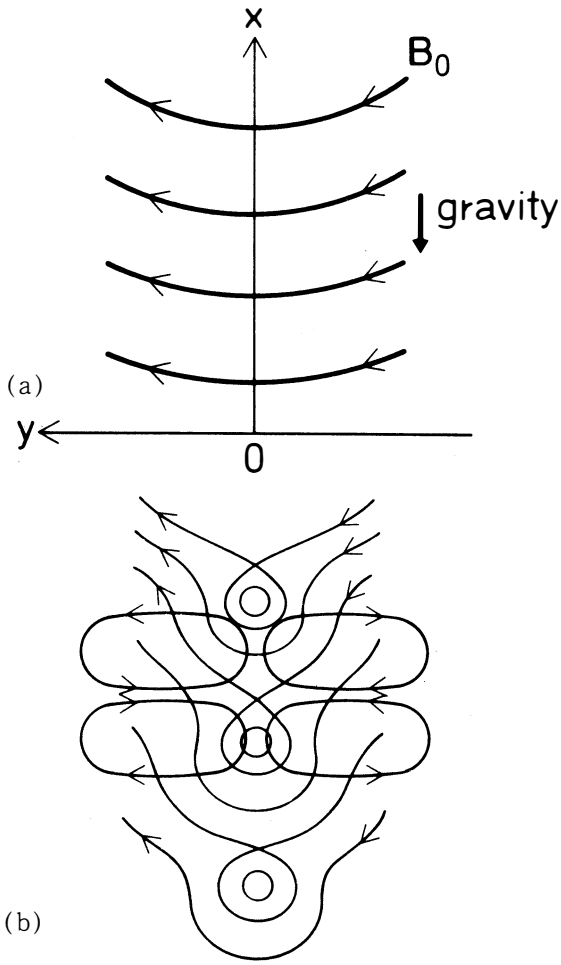


Fig. 2 Magnetic field configurations. (a) The equilibrium state. (b) Reconnecting modes and vortex motions.

configuration becomes an ideal neutral current sheet with completely anti-parallel magnetic field.

We present basic MHD equations including gravity,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \boldsymbol{v}) = 0, \tag{2-7}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \boldsymbol{v}\cdot\nabla\boldsymbol{v}\right) = -\nabla p + \frac{1}{4\pi}\,\mathrm{curl}\,\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{B} - \rho g e_x, \tag{2-8}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \mathrm{curl}(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\nabla\boldsymbol{B}, \tag{2-9}$$

where the pressure is $p = \rho c_s^2$ and σ the conductivity. The plasma is assumed to be incompressible, because the prominence plasma is low β. Introducing vector potentials ϕ and A defined by $\boldsymbol{v} = \mathrm{curl}\,\phi e_z$ and $\boldsymbol{B} = \mathrm{curl}\,A e_z$, and furthermore linearizing Eqs. (2-7)-(2-9) around the equilibrium solutions of Eqs. (2-3)-(2-5) lead to the following system of equations,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x}\frac{d\rho_0}{dy} = 0, \tag{2-10}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_0\frac{\partial \phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_0\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)\right] - \frac{1}{4\pi}\left[B_{x0}\Delta\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right) - \frac{d^2B_{x0}}{dy^2}\frac{\partial A}{\partial x} + B_n\,\Delta\frac{\partial A}{\partial y}\right]$$

$$+ g\frac{\partial \rho_1}{\partial y} = 0, \tag{2-11}$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = B_n\frac{\partial \phi}{\partial y} + B_{x0}\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta A, \tag{2-12}$$

where Eq. (2-11) can be derived from the z component of the curl of Eq. (2-8) and Eq. (2-12) is the x component of Eq. (2-9). The last term $g\frac{\partial \rho_1}{\partial y}$ in Eq. (2-11) gives rise to an effective acceleration on disturbances which leads to strong stabilization on reconnecting modes. Taking $B_n \to 0$, these equations reduce to those derived by Furth et al. (1963). We assume that all physical quantities vary like $f(y)\exp[i(kx - \omega t)]$ and we normalize these quantities as follows: ρ, ϕ, A, y, and t by $\rho(0)$, $v_A a$, aB_∞, a and τ_A, respectively, where $v_A = B_\infty/\{4\pi\rho(0)\}^{1/2}$ and $\tau_A = a/v_A$. After some manipulations, we obtain

$$\frac{d^2A}{dy^2} = EA + F\frac{d\phi}{dy} + G\phi, \tag{2-13}$$

$$\frac{d^2\phi}{dy^2} = P\frac{d\phi}{dy} + Q\phi + R\frac{dA}{dy} + VA, \tag{2-14}$$

where coefficients are given by

$$E = \alpha^2 - iS\omega_0, \qquad F = -SE_n, \qquad G = -iS\alpha th(y),$$

$$P = \left\{\left[2th(y) + \frac{\alpha E_n}{\omega_0}sh(2y)\left[S - \frac{i}{\omega_0}\mathrm{sech}^2(y)\right]\right\}/T,\right.$$

$$Q = \left(\frac{\alpha}{\omega_0}\left\{SE_n + iS\alpha sh^2(y) - 2i\frac{E_n}{\omega_0}[1 - 3th^2(y)]\right\} + \alpha^2\right)/T, \tag{2-15}$$

$$R = SE_n ch^2(y)/T,$$

$$V = \alpha sh(2y)\left[iS/2 - \frac{1}{\omega_0}\mathrm{sech}^2(y)\right]/T,$$

$$T = 1 + i\frac{SE_n^2}{\omega_0} ch^2(y), \qquad \alpha = ka, \qquad \omega_0 = \omega\tau_A .$$

$S = \tau_R/\tau_A$ ($\tau_R = 4\pi\sigma a^2/c^2$) shows the magnetic Reynolds number which is the order of 10^7-10^8 in the prominence. Alfvēn trasit time τ_A is 20 s and the resistive diffusion time τ_R is about 10^9 s. The eigen-value equations, (2-13) and (2-14) have been solved for the even A and odd ϕ mode (Fig. 3) which shows magnetic islands. The numerical procedure employed is referred to our previous work (Nishikawa, 1980).

The characteristics of the reconnecting mode are summarized as follows:

(1) As shown in Fig. 4, gravity, namely the normal magnetic field B_n (see eq. (2-6)) has

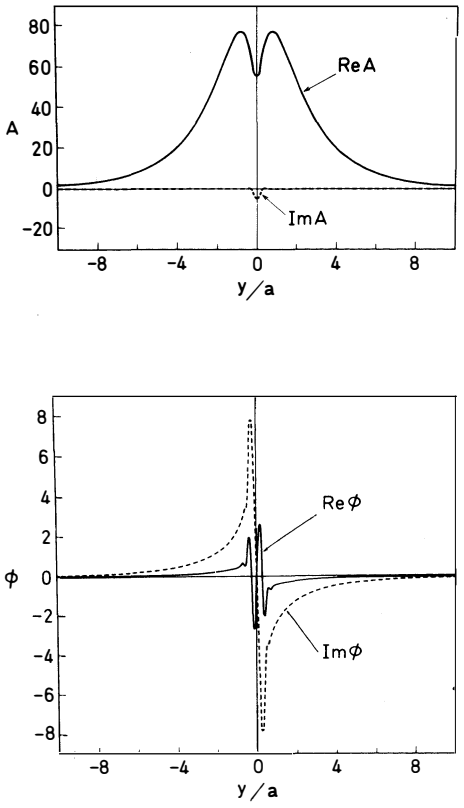


Fig. 3 Eigenmode structures of A and ϕ with $S=10^3$, $E_n=B_n/B_\infty=0.01$, $ka=0.5$, and $\omega\tau_A = 0.001806 + 0.01049\,i$. The amplitudes of A and ϕ are plotted in arbitrary units.

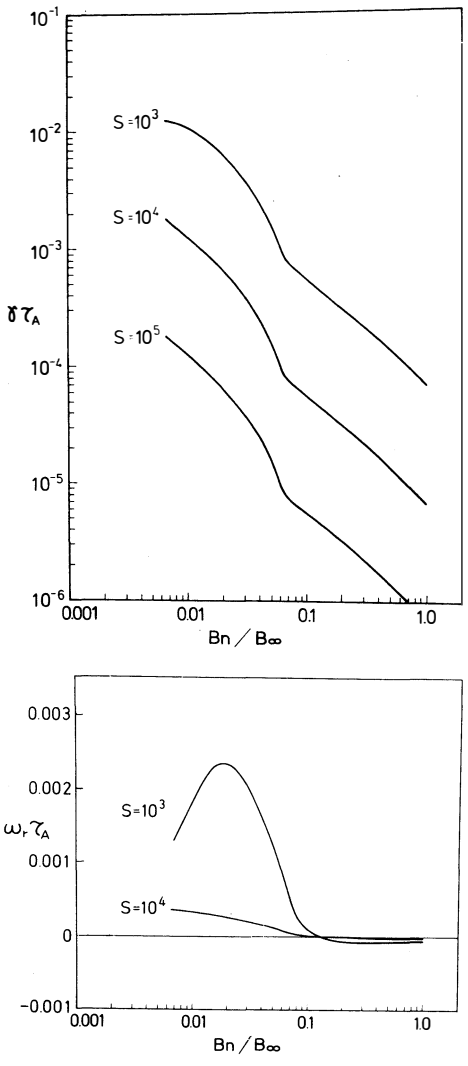


Fig. 4 Dependence of the eigenvalues on the values of $E_n=B_n/B_\infty$ with $ka=0.5$ and $S=10^3$, 10^4, and 10^5.

strong stabilization effect against the reconnecting mode. The growth rate $\gamma\tau_A$ is proportional to S^{-1} for $E_n \gtrsim 0.1$ as compared to $\gamma\tau_A \propto S^{-3/5}$ for the classical collisional tearing mode. It is difficult to compute the growth rate in the range of $S \simeq 10^7$-10^8 for prominences, however, we find that the growth rate $\gamma\tau_A$ is the order of 10^{-7}-10^{-8} by the extrapolation of computational results. This growth time is close to the diffusion time $\tau_R \sim 10^9$ s, which means that the prominences are almost stable during their lifetime (several months $\simeq 10^7$ s).

(2) The growth rate versus wavenumber is shown in Fig. 5. The maximum growth rate occurs near $ka \simeq 0.2$. The reconnecting mode has a real frequency, which shows that the magnetic islands can propagate along the vertical direction of the prominence.

From these results, we conclude that the prominence based on Kippenhahn and Schlüter model is almost stable against the reconnecting mode.

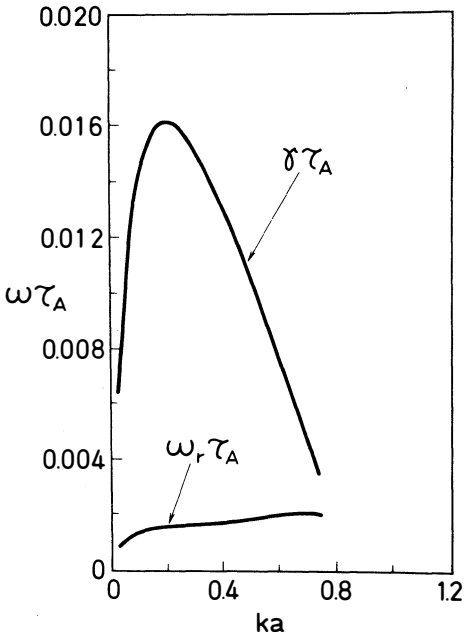


Fig. 5 Growth rate and real frequency as a function of ka with $S = 10^3$ and $E_n = B_n/B_\infty = 0.01$.

III. TRIGGERING MECHANISMS OF DISPARITIONS BRUSQUES

Observations indicate that the whole prominence rises in the atmosphere at a steady increasing velocity and disappears. Since the prominence often reforms in the same location and basically with the same shape, it is thought that the supporting magnetic field is not destroyed, merely temporarily disturbed. This temporary disturbances seem to trigger an instability which causes the disparition brusques. Some disturbances may originate from nearby active region or solar flares.

We propose two triggering mechanisms leading to ascending motion of prominences. One possibility is that if some disturbances may hit the foot magnetic field supporting the prominence, to increase the normal magnetic field B_n, the magnetic tension may exceed the gravity force and in turn, give rise to ascending motion. Another possibility considered here is the interaction between the reconnecting mode and fast magnetosonic waves originating from other active regions or solar flares.

We may imagine that the finite amplitude fast magnetosonic disturbances propagate vertically along the prominence, because in the prominence the main magnetic field is horizontal, i.e., ($B_n \gg B_{x0}$). If we consider fast modes with wavelengths, $\lambda_\perp$, which is smaller than the width, a, of the prominence ($\lambda_\perp \lesssim a$), it is a good approximation to neglect the diffraction effect due to inhomogeneity and also to treat fast modes propagating almost perpendicular to the normal magnetic field B_n.

Ⅲ-1. Ponderomotive Force due to Fast Magnetosonic Waves

We consider nonlinear fast magnetosonic waves propagating upward in the prominence. Recently, the ponderomotive force due to fast waves has received much attention, because it can produce plasma vortex motions and excite forced tearing modes and ballooning modes (Sakai and Washimi, 1982; Sakai, 1982 (a)). The ponderomotive force due to fast waves (sakai and Washimi, 1982) is given by

$$F_x = -\rho_0 v_A^2 \frac{\partial I}{\partial x}, \tag{3-1}$$

$$F_y = \rho_0 v_A^2 \frac{\partial I}{\partial y}, \tag{3-2}$$

where I denotes the wave intensity of the fast waves, $I = |\psi|^2 = (\Delta B/B_0)^2$. The sign of the y component of the force means that it acts as a negative pressure, while the x component acts as an usual pressure. From the fact that curl $\boldsymbol{F} \neq 0$, we can conclude that the ponderomotive force creates plasma vortex motions which may enhance the weakly unstable reconnecting modes in the prominence. If we take into account the ponderomotive force due to fast magnetosonic waves, Eq.(2-11) takes the form as

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)\right] - \frac{1}{4\pi}\left[B_{x0}\Delta\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right) - \frac{d^2 B_{x0}}{dy^2}\frac{\partial A}{\partial x} + B_n \Delta \frac{\partial A}{\partial y}\right] + g\frac{\partial \rho_1}{\partial y} + 2\rho_0 v_A^2 \frac{\partial^2 I}{\partial x \partial y} = 0, \tag{3-3}$$

where the last term represents the effect of the ponderomotive force, which comes from the z-component of curl $\boldsymbol{F}$.

Ⅲ-2. Wave Kinetic Equation for Fast Magnetosonic Waves

In order to make dicussions self-consistent, we have to consider the wave kinetic equation for fast magnetosonic waves, which describes the wave intensity I, interacting with the reconnecting modes. The wave kinetic equation (Sakai and Washimi, 1982) is given by

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v_g \frac{\partial I}{\partial x} + \frac{g}{v_g} I + \frac{1}{v_g}\left[\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \hat{p}}{\partial x} - \frac{B_n}{2\pi\rho_0}\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + v_g \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial y}\right] I = 0, \tag{3-4}$$

where v_g is the group velocity of the fast waves and $\hat{p}$ the pressure perturbation associated with the reconnecting mode, which is given by

$$\hat{p} = \rho_1 c_s^2. \tag{3-5}$$

The basic equations describing the coupling between the fast magnetosonic waves and the reconnecting modes are Eq.(2-10), (2-12), (3-3) and (3-4).

Ⅲ-4. Forced Reconnecting Modes due to Fast Waves

If we assume that the external fast magnetosonic waves persist long enough ($> 10^2\,s$) during the interaction with reconnecting modes, we can divide the wave intensity I into two parts,

$$I(x, y, t) = I_0(x) + I_1(x, y, t), \tag{3-6}$$

where I_0 is determined from the equation

$$v_g \frac{\partial I_0}{\partial x} + \frac{g}{v_g} I_0 = 0 , \tag{3-7}$$

which gives a solution

$$I_0(x) = I(0) \exp(-gx/v_g^2) . \tag{3-8}$$

I_1 represents the perturbation due to the coupling with reconnecting modes. From Eq.(3-8), we find that the wave intensity gradually decreases in the vertical direction, where its characteristic scalelength Δ is given by $\Delta = v_g^2/g$. If we use $v_g \simeq v_A = 2.10^7\ cm\ s^{-1}$, $g \cong 10^4\ cm\ s^{-2}$, Δ becomes $\Delta \simeq 4 \times 10^{10}\ cm$, which means that the wave intensity I_0 is nearly constant in the prominence, because Δ is larger than the characteristic height ($5.10^4\ km$) of the prominence. Assuming all perturbed quantities as $f(y)\exp[i(kx - \omega t)]$ and linearizing Eq.(3-4) around I_0, we find

$$I_1 = \frac{kI_0}{(\omega - kv_g - i\frac{g}{v_g})\, v_g} \left[\frac{c_s^2}{\rho_0} \rho_1 - i \frac{kB_n}{2\pi\rho_0} A + \left(v_g - \frac{\omega}{k} \right) \frac{d\phi}{dy} \right], \tag{3-9}$$

where we used Eq.(3-5). As shown later, the real frequency part is approximately given by $\omega \simeq kv_g = kv_A$, which shows that the dominant terms in Eq.(3-9) are the first and the second terms and also the dominant term in the denominator in Eq.(3-9) is the last term. From these considerations and elimination of I_1 in Eq.(3-3), we obtain

$$\begin{aligned} &\frac{d^2\phi}{dy^2} - k^2\phi + \frac{\rho_0'}{\rho_0} \frac{d\phi}{dy} + \frac{k}{4\pi\rho_0\omega} \left[B_{x0} \left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right) A - B_{x0}'' A \right] \\ &+ \frac{B_n}{4\pi\rho_0 i\omega} \frac{d^3A}{dy^3} - \frac{B_n k^2}{4\pi\rho_0 i\omega} (1 - 4k\Delta I_0) \frac{dA}{dy} \\ &+ \frac{gk}{i\rho_0\omega^2} \left(1 - \frac{2c_s^2 v_A^2 k^2 I_0}{g^2} \right) \frac{d}{dy} (\rho_0' \phi) = 0 , \end{aligned} \tag{3-10}$$

where the last two terms shows the modification due to the ponderomotive force of the fast waves.

Here we consider the physical mechanism, why the slowly growing reconnecting modes can be enahnced by the ponderomotive force of the fast waves. We imagine the situation where there occurs weakly unstable reconnecting modes, as shown in Fig. 2 (b). Near the X type-points region the plasma exhibits inflow into the X-point, while near the O-type region, the outflow occurs. Equation (2-10) shows that density enhancement appears near the O-type region, on the other hand the density decreases near the X-point. The coupling eq.(3-9) between the reconnecting modes and fast modes indicates that the density increment gives rise to the decrement of I_1 and vice-versa, because the dominant term of Eq.(3-9) should be read as $I_1 \simeq i(kI_0 c_s^2/g\rho_0)\rho_1$, which shows that ρ_1 and I_1 are out of phase with each other. These interactions cause the inhomogeneous distribution of the intensity of the fast mode, which was nearly constant in the prominence. The wave intensity can be enhanced near the X-point region. Eventually, the ponderomotive force of the fast mode can drive the plasma vortex motions near the X-point shown in Fig. 6.

We have confirmed by numerical calculations that the main term contributing to the stability is the last one in Eq.(3-10), which represents the acceleration effect due to gravity, if the

ponderomotive force does not exist, and furthermore the term including $\partial A/\partial y$ is not essential for the stability problem; it only modifyies the real frequency part.

If we take into account the ponderomotive force, and the intensity I_0 exceeds a critical value I_c given by

$$I_c = \frac{g^2}{2 c_s^2 v_A^2 k^2}, \tag{3-11}$$

the sign of the last term in Eq. (3-10) can change, which means that the effective gravity due to the ponderomotive force exceeds the gravity, g. It is easily understood that if the net gravity changes sign by the lifting force due to fast waves, the system will be unstable. In order to confirm the above idea, we have changed the sign of gravity in Eq. (3-10) and calculated the growth rate. The growth rate and real frequency versus B_n/B_∞ are shown in Fig. 7, with parameters, $S = 10^3$, $\alpha = ka = 0.5$. From the numerical calculations, we find that the forced reconnecting mode does not depend on S, which means that the instability can be driven by the effective accelerating term due to the ponderomotive force. The growth rate $\gamma\tau_A$ is about 0.3 in the region of $E_n \simeq 0(1)$, which means that the typical growing time τ is about 100 s, i.e. very rapid.

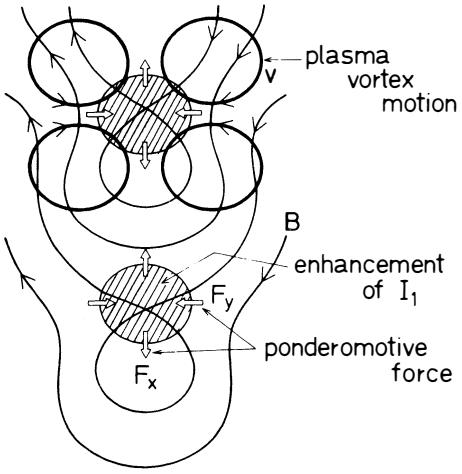


Fig. 6 The plasma vortex motions due to the ponderomotive force of the fast magnetosonic waves.

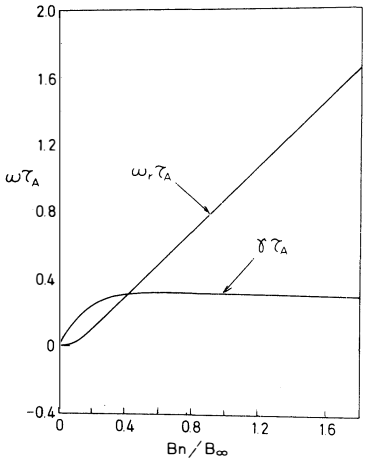


Fig. 7 Growth rate and real frequency of the forced reconnecting mode as a function of $E_n = B_n/B_\infty$ with $ka = 0.5$ and $S = 10^3$.

Another interesting characteristic of this instability appears in its eigenfunction of velocity shown in Fig. 8. The eigenfunction ϕ oscillates across the current sheet, which means that the instability creates multiple plasma vortexes across the prominence. Furthermore, fairly broad band waves with shorter wavelength than the width of the prominence can be excited. By making use of quasi-linear approximation, we can estimate the diffusion coefficient $D_\perp$ across the prominence,

$$D_\perp = \sum_{k\omega} \frac{\gamma k^2}{2(\omega_r^2 + \gamma^2)} |\phi_k|^2 . \tag{3-12}$$

We estimate the total mass loss M_l as

$$M_l = \int \rho dx dS = D_\perp \frac{\partial \rho}{\partial x} \Delta t S_0 , \tag{3-13}$$

where Δt is the typical growth time, which is taken as $\Delta t \simeq 10^2$ s, and $\partial\rho/\partial x \simeq m_i n_0/a = m_i\, 10^{10}/5 \times 10^8 = 20\, m_i$. S_0 is the total area, $S_0 \simeq 5 \cdot 10^4 km \times 10^5 km = 5 \times 10^{19}$ cm^2. On the

other hand, the diffusion coefficient $D_\perp$ is approximately given by

$$D_\perp \simeq \frac{\gamma}{2\omega_r^2} v_k^2 , \tag{3-14}$$

where we used $\omega_r \gg \gamma$ in the of $E_n \simeq 0(1)$ and v_k is typical random velocity. As $\gamma \simeq 0.3\ \tau_A^{-1}$ and $\omega_r \simeq \tau_A^{-1}$, we find

$$D_\perp \simeq 0.1\, \tau_A\, v_k^2 . \tag{3-15}$$

Observations (Tandberg-Hanssen, 1974) show that prior to a dispersion brusque, the prominence material exhibits increased random motions with velocities $v_k \simeq 30$–$50\ km\ s^{-1}$. If we use this value as v_k in Eq.(2-30), we obtain $D_\perp \simeq 10^{15}\ cm^2 s^{-1}$. The total mass loss M_l is about $10^{38}\ m_i g$, which is about *20 %* of original total prominence mass. Due to the mass loss leading to the unbalance of forces along the vertical direction $[\rho_0 g < (B_n/4\pi)(\partial B_{x0}/\partial y)]$, the prominence may exhibit the observed ascending motion.

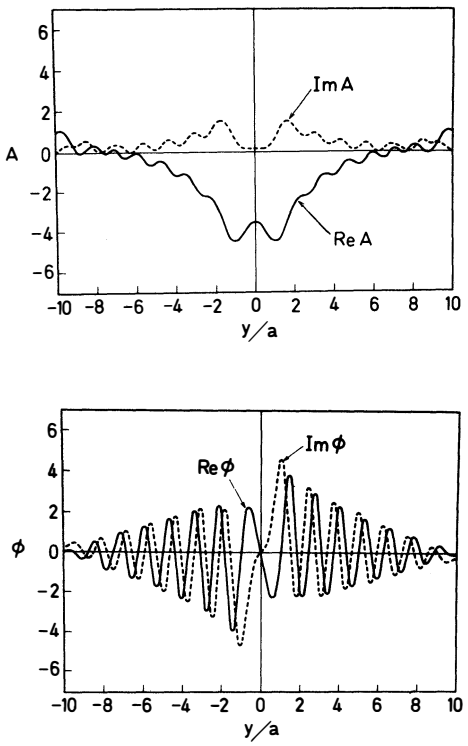


Fig. 8 Eigenmode structures of A and ϕ with $S = 10^3$, $E_n = B_n/B_\infty = 0.1$, $ka = 0.5$ and $\omega\tau_A = 0.02078 + 0.1427i$. The oscillating structure of ϕ makes a series of vortexes in the magnetic island. The amplitudes of A and ϕ are plotted in arbitrary units.

Ⅳ. DISCUSSIONS AND CONCLUSIONS

We have shown that the current-sheet prominence of Kippenhahn and Schlüter is almost stable against reconnecting modes, however, it becomes suddenly unstable with the time scale of $\tau \simeq 10^2\ s$ by the externally driven nonlinear fast magnetosonic waves. The threshold of fast waves causing forced reconnecting instability is given by Eq.(3-11), which can be estimated as $I_c = 0.5\,(v_A/c_s)^2 (k\Delta)^{-2}$. If we take $v_A/c_s \simeq 10$, and $(k\Delta) \simeq 10^2$, I_c is about $0.5 \cdot 10^{-2}$, which means that if the wave amplitude $\psi = \Delta B/B_0$ of fast waves exceeds $\psi_c = 0.07$, the forced reconnecting mode can be excited by the ponderomotive force of the fast waves.

The first magnetosonic waves with relatively high amplitude $\psi \sim 0.1$ may be excited from other active regions or solar flares. It is interesting to note that such finite amplitude fast magnetosonic waves that excite reconnecting modes are modulational unstable (Sakai, 1983(b)), and decay into slow magnetosonic modes associated with local enhancement of the amplitude. The modulational instability which threshold ψ_m is given by $\psi_m = c_s/v_A \simeq 0.1$ gives rise to more effective interaction between fast waves and reconnecting modes.

Besides the role of fast magnetosonic waves causing the effective acceleration, the increase of supporting magnetic field B_n due to hitting of the foot or whole magnetic field change by a newly emerging magnetic flux nearby may give rise to the ascending acceleration, and in turn there appear forced reconnecting modes.

It is important to consider the nonlinear stage of the forced reconnecting modes, in connection

with plasma heating and particle acceleration mechanism, because as mentioned before soft X-rays pictures (Švestka, 1976) show a brightening above the place where the filament just disappeared. In the early stage of the reconnecting instability, many current filaments are produced with currents all in the same direction. Such a system will be unstable against nonlinear coalescence instability (Wu et al., 1980 ; Leboeuf et al., 1981), which leads to intense plasma heating and particle acceleration. It is important to keep in mind that about *10 %* of the magnetic field energy sustaining current filaments can be converted to plasma thermal energy as well as high energy particle acceleration. The nonlinear coalescence instability is thought to an important mechanism for plasma heating after disparition brusque as well as solar flares and X-rays brightening in the corona (Tajima et al., 1982).

We have investigated the triggering mechanism of disparitions brusques by fast magnetosonic waves which leads to forced excitation of the reconnecting mode. The reconnecting mode can also be externally driven by finite amplitude shear Alfvēn waves which may originate from the foot of the magnetic field sustaining the prominence. The details of this mechanism will be published elsewhere (Sakai, 1983 (c)

ACKNOWLEDGMENTS

The one (Sakai) of authors would like to thank S. Migliuolo, C. Hyder, and B. C. Low for their valuable comments concerning the manuscript. He also would like to thank R. M. MacQueen and the staff of the High Altitude Observatory for their hospitality while visiting the Observatory.

A part of the paper has been presented in the 1982 International Conference on Plasma Physics held on June 8-15, 1982 at Göteborg, Sweden.

REFERENCES

1) Anzer, U. : 1969, Solar Phys. **8**, 37.
2) Dolginov, A. Z., and Ostryakov, V. M. : 1980, Sov. Astron. **24**, 749.
3) Dungey, J. : 1958, Cosmic Electrodynamics, University Press, Cambridge, p. 54.
4) Furth, H. P., Killeen, J. K., and Rosenbluth, M. N. : 1963, Phys. Fluids **6**, 459.
5) Measley, J. N., and Mihalas, D. : 1976, Ap. J. **205**, 273.
6) Hyder, C. L. : 1967, Solar Phys. **2**, 49.
7) Kıppenhahn, R., and Schlüter, A. : 1957, Z. Aztrophys. **43**, 36.
8) Kuperus, M., and Tandberg-Hanssen, E. : 1967, Solar Phys. **2**, 39.
9) Leboeuf, J. M., Tajima, T., and Dawson, J. M. : 1982, Phys. Fluids **25**, 784.
10) Low, B. C. : 1975, Ap. J. **197**, 251.
11) Low, B. C., and Wu, S. T. : 1981, Ap. J. **248**, 335.
12) Lerche, I., and Low, B. C. : 1977, Solar Phys. **53**, 385.
13) Migliuolo, S. : 1982, J. Geophys. Res. **87**, 8057.
14) Milne, A. M., Priest, E. R., and Roberts, B. : 1979, Ap. J. **232**, 304.

15) Nakagawa, Y. : 1970, Solar Phys. **12**, 419.
16) Nakagawa, Y., and Malville, J. M. : 1969, Solar Phys. **9**, 102.
17) Nishikawa, K-I. : 1980, J. Phys. Soc. Japan **48**, 2104.
18) Nishikawa, K-I., and Sakai, J. : 1982, Phys. Fluids **25**, 1384.
19) Pustil'nik, L. A. : 1974, Sov. Astron. **17**, 763.
20) Sakai, J. : 1982 (a), Ap. J. **263**, 970.
21) Sakai, J. : 1983 (b), Solar Phys. (in press)
22) Sakai, J. : 1983 (c), (in preparation).
23) Sakai, J., and Washimi, H. : 1982, Ap. J. **258**, 823.
24) Švestka, Z. : 1976, Solar Flares, Dordrecht, D. Reidel.
25) Švestka, Z. : 1980, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **A297**, 575.
26) Tajima, T., Brunel, F., and Sakai, J. : 1982, Ap. J. **258**, L45.
27) Tandberg-Hanssen, E. : 1974, Solar Prominences, D. Reidel Pub. Co.
28) Wu, C. C., Leboeuf, J. N., Tajima, T., and Dawson, J. M. : 1980, PPG-511, Center for Plasma Physics and Fusion Engineering, UCLA.
29) Zweibel, E. : 1982, Ap. J. **258**, L53.

(Received. October 20. 1982)

昭和56年度富山大学大学院工学研究科学位論文一覧表

〔電気工学専攻〕

コオロギ（Gryllus bimaculatus）の発音制御神経束の同定に関する研究

有　須　恭　久

本研究では，コオロギを検体として用い，神経束単位での切断を加えた後の発音の有無，発音パターンの変化を見たところ，中胸神経節の Nerve 3が発音にもっとも重要な神経束であることが判明した。また，上位中枢神経束に電気刺激を加え，この Nerve 3からの応答実験から中胸神経節内には，ある一定周波数に感知する，発音に関与した Pattern generator があるものと考察される。

アコースティック・エミッションによる非破壊検査のための二，三の基礎計測

片　桐　　譲

アコースティック・エミッションは，応力（ストレス）下にある部材が弾性変形から塑性変形に移る過程で放出される1つの音波である。本研究では，乾燥の過程で，木材およびコンクリートから超音波の放出されることが見出された。この場合のストレスの主因は乾燥応力である。

本研究の一部は，ACOUSTICS LETTERS **3**，8 p150～153（1980），および **5**，8 p133～136（1982）に発表された。

無限要素とその開領域問題解析への応用

川　上　勝　巳

有限要素法は一般に，閉領域が適用の対象である。しかしながら工学では，無限遠点を含む開領域として取扱わなければならない問題が多くある。無限要素は，要素の1つの面（辺）を無限遠点にまで引きのばすものであるが，要素内試験関数を無限領域での要素積分が収束するように適切に選ぶことによって，開領域問題を扱うことが可能となる。本研究では，サブパラメトリック形の無限要素を開発し，2次元，3次元の静的および波動問題に適用した。

本研究の一部は電子通信学会論文誌に掲載される。

圧電振動体の温度特性の有限要素シミュレーション

前　田　豊　信

圧電振動体は発振子，電気機械フィルタ素子として広く利用されている。このような素子では，温度特性が重要なファクターである。素子の固有周波数は素子の形状により決定される。本研究では，形状が熱膨張により変形することに注目して，その効果を有限要素法による固有値計算に組入れた。このようなモデルにもとづいて予測された水晶振動子の固有周波数の温度係数は，実測結果と良い一致を示した。

本研究の一部は，IEEE Trans, on Sonics and Ultrasonics **SU－28**，4 p257—264（1981）に発表された。

〔工業化学専攻〕

北海道炭の還元エチル化物の水素化分解機構

赤　沢　信　昭

石炭の高度利用と還元エチル化物の水素化分解特性を調べることを目的に，夕張炭，太平洋炭，天北炭の3炭種の還元エチル化物を水素化分解して，原炭の場合と比較検討した。その結果，還元エチル化物は短時間で高い反応率を示し，かつ構造解析結果から，還元エチル化物より得たオイル，アスファルテンは原炭を直接水素化分解して得たものよりも，概して低分子量で，芳香環数が少なくしかも側鎖は若干長かった。　（石油学会中部大会，第23回研究発表会で発表）

1－（P－またはm－置換フェニル）エチルフェニルスルホキシドの脱離反応に対する同位体効果および立体異性体の反応性について

飯　塚　幸　彦

1－（P－またはm－置換フェニル）エチルフェニルスルホキシドの熱分解反応における反応機構と立体異性体関の反応性について検討した。

その結果，脱離反応速度と.6値との間に最適値の存在が認められた。6値がそれよりも増減すると反応速度はいずれも減少した。

得られた同位体効果および活性化パラメーターの結果を含めて，この脱離はS-Cα 間結合とCβ-H間結合の切断が競争的に行なわれると推定された。また異性体間ではスレオ体＞エリスロ体であった。

石炭還元メチル化物の構造解析
—n-ヘキサン可溶分のＧＣ－ＭＳ分析—

大　村　　裕

夕張炭と太平洋炭の還元メチル化物のベンゼン－ヘキサン可溶分の GPC-LC 分別物58種類の GC-MS 分析を行い，炭化水素をＺ数によりタイプ別に分けそれらの特性を検討し，次の結果を得た。(1)Ｚ数が－18，－20，－22の芳香族化合物が多く，－20，－22のアルキルモノナフテン３芳香環を夕張炭は太平洋炭の約２倍含むのに対し，－18のジナフテン２芳香環は太平洋炭が逆に６倍量含む。(2)脂肪族炭化水素ではパラフィン（Ｚ＝＋２）≫ モノナフテン類（Ｚ＝０，－２，－４）で太平洋炭が1.5倍多い。

１－（Ｐ－またはｍ－置換フェニル）エチルフェニルスルフィドの酸化反応に対する二，三の検討

馬　場　　孝

１－（Ｐ－またはｍ－置換フェニル）エチルフェニルスルフィドの酸化反応について検討した結果，プロトン溶媒，とくにアルコール中では生成スルホキシドの立体異性体中，エリスロ体（Ｅ体）がスレオ体（Ｔ体）よりも優先して生成した。

また，スルホキシド中の両異性体の生成化に対しては置換基の電子的効果が認められた。すなわち置換基のσ値の増大とともにＴ／Ｅ値が大きくなった。

一方，非プロトン溶媒ではＴ／Ｅ値は小さくなり，Ｐ－OCH_3 値を除いてCram則に従うことが認められた。

酸化剤の種類による大きな差違は認められなかった。

石炭還元メチル化物の構造解析，各種溶剤可溶分のＧＰＣ分別物について

三　宅　博　之

本研究は還元アルキル化による石炭の可溶化機構と石炭構造の究明を目的としたもので，夕張，太平洋両炭の各還元メチル化物－ベンゼン可溶分より得たシクロヘキサン，エタノール，アセトン並びに酢酸エチルの各溶剤可溶分と，ベンゼン不溶分を再還元メチル化して得たn-ヘキサン可溶分を何れもGPC により分子量順に細分別して，両炭種間に於ける各溶剤可溶分の分子量分布と各GPC 分別物の平均構造の差異，特徴等につき調べ種々の興味ある知見を得た。

（一部を日化会第43並びに第45春季年会で発表）

〔金属工学専攻〕

合金の凝固時における組織粗大化現象の直接観察

今 井 克 哉

合金の固液共存温度における凝固組織粗大化現象を明らかにする目的で，直接観察のための装置を作製し，Sn-Pb 合金及び Cu-Ni 合金を対象に粗大化過程の in situ測定を行った。その結果，合金試料の表面と内部のデンドライトアームスペーシングの差は小さく，凝固表面の組織観察を行うことにより，内部組織を充分に推察しうることを確認した。さらにデンドライトの消滅や溶断により凝固組織の粗大化がおこることを明確にし，従来提唱されている粗大化モデルと比較検討することにより，モデル式が妥当であるか否かを論じた。

時効性Al-Mg-Si合金の加工熱処理

角 地 秀 介

Al - 1 % Mg_2Si 合金とそれに Mg, Si を過剰に含む合金に，予備時効→冷間加工→最終時効からなる TMT を行なった。硬度測定，電顕観察の結果，本合金の硬化は，回析パタンに〈100〉方向のストリークを生じる析出物の整合歪によるもので，TMT のピークはこの析出物の微細化と加工で，導入された転位の安定性との兼合いで得られる。しかし，TMT に適する均一な転位組織は，この析出物をピークで得るような処理では得られなかった。

硫化ニッケルの浸出反応に関する研究

砂 田 聡

複雑ニッケル鉱およびニッケルマットの湿式処理に関する研究の一環として，NiS およびNi_3S_2の酸化浸出反応について検討を行ない，浸出の総括反応，浸出速度におよぼす各種浸出条件の影響，反応の律速過程などを明らかにし，これらの結果から浸出の反応機構について考察した。

また浸出反応に対する固体側因子の影響についても詳細な検討を行ない，これらの硫化物の持つ非化学量論性が浸出挙動に著しい影響をおよぼすことを明らかにした。

流出ガス法によるMnO_2のMnOまでの炭素熱還元

瀬 良 芳 憲

熱伝導度検出器（TCD）を利用した流出ガス分析法により，He 気流中における Mn 酸化物（MnO_2, Mn_2O_3, Mn_3O_4 ）の炭素熱還元過程とそれに伴い生成する非化学量論的Mn酸化物を各段階別に速度論的に研究した。MnO_2, Mn_2O_3 の炭素熱還元過程ではその熱分解反応が大きく関与するが，Mn_3O_4, MnOの還元ではBoudouard反応が律速となる。また各Mn酸化物の還元速度と非化学量論的 Mn酸化物の組成がバランスする温度があることが認められた。

鋳鉄中の黒鉛による防振特性について

塚 本 淳 一

鋳鉄の減衰能に及ぼす黒鉛並びに基地の影響について明らかにするため，種々な黒鉛量をもつ球状黒鉛鋳鉄を溶製して減衰能を測定した。減衰能は片状黒鉛鋳鉄ほど顕著ではないが黒鉛量の増加に伴って増大する。これは基地と黒鉛との界面における塑性流動よりはむしろ，黒鉛自身の塑性変形と密接な関連性がある。熱処理により基地をフェライト化した場合，セメンタイトの黒鉛化とフェライトの強磁性のため，減衰能は増大する。マルテンサイト化した場合，顕著な効果は認められない。

Al-Mg合金における羽毛状晶の生成について

舟 木 克 之

従来，Al合金を連続鋳造した鋳塊には羽毛状晶と呼ばれる内に双晶面を含む特異な組織が偶発的に観察された。本研究ではこの組織を高純度AlとMgをベースに各濃度の異なるAl-Mg 合金を用い，一方向凝固装置の開発，改良を行ない，現在まで明らかにされていない生因にせまってみた。すると羽毛状晶の生成は偶発的なものではなく，凝固初期の鋳造条件に密に依存するものであり，合金濃度にも非常に寄因するということが明らかになった。

Al-Mg合金のセレーションについて

渡 辺 徹 也

セレーションとは，引張変形させると応力一歪曲線上に鋸の歯のような形状を呈する現象である。従来，Al合金において，低温でみられるセレーションの発生は転位とMg原子による動的な歪時効として理解されているが，それより高温側で発生するセレーションについては研究報告が少なく，定説がない。そこで，本研究で従来のセレーションと比較，検討し，発生機構を明らかにして，本実験条件下で最も妥当と思われるモデルを提唱した。

〔機械工学専攻〕

表面が帯状移動熱源によって加熱される厚板の非定常熱応力に関する研究

大野木敬

厚板の圧延，溶接，連続熱処理などにも関連して，厚板の表面を帯状熱源が一定速度で平行移動するとき，この厚板に生ずる温度，熱応力および変位をフーリェの熱伝導方程式および熱弾性ポテンシャルと調和応力関数を用いて解析し，得られた結果にもとづいて数値計算を行ない，熱源移動速度や板厚が結果に及ぼす影響を明らかにした。あわせて実際現象との対応を考慮して，ひずみゲージによる熱応力測定も試み，理論結果と測定結果を比較検討した。

回転直管内における強制対流熱伝達について

高辻成次

直管が管軸に垂直な軸のまわりに一定角速度で回転するときの管内の流体はコリオリカの作用を受け二次流れを生じ，静止直管内の流れと著しく異なる。

本研究では正方形断面をもつ回転直管内の十分発達した層流に対し，レイノルズ数が回転レイノルズ数に比較して大きな場合について運動方程式とエネルギー方程式を差分近似により独立に解き，速度分布が管摩擦抵抗，温度分布および熱伝達率に与える影響を調べた。

静圧スラスト軸受の動特性におよぼす流体の慣性力の影響

中村忠能

軸受の動特性を潤滑流体の慣性力を考慮して解析するに当って，慣性項中の場所的加速度項を比較的厳密に取り扱う解法を提案し，従来の近似解法と比較し，さらに実験結果とも比較検討した結果，提案する解法は，広い範囲にわたってよい近似を与えること，また，従来から行なわれている平均化法はスクィーズ速度が非常に大きい場合を除いて，比較的よい近似を与えることがわかった。

〔生産機械工学専攻〕

超塑性合金の引張変形特性に及ぼす超音波振動付加の影響

林　　清　一

Zn－22%Al 共析合金の引張変形中に超音波振動を付加し，流動応力の変化等を測定して，超塑性変形に対する超音波振動付加の影響を明確にした。流動応力は超音波振動付加直後急減し（第一次減少),ひずみに伴い徐々に減少（第二次減少）した後，再び急減する（第三次減少）三段階の減少過程が認められた。第一次減少は粒界付近の拡散流動性の向上，第二次減少は温度上昇，第三次減少は相変態のためであることを明確にした。

〔化学工学専攻〕

水平回転円錐型容器による造粒と分粒との同時操作

川　上　隆　司

粉体プロセスにおいて，単一装置による造粒と分粒との同時操作はプロセスの複合化の一手段として重要な操作の一つである。本研究では，水平回転円錐型容器による連続分粒特性と同容器の転動効果による造粒特性を利用し，同容器による造粒と分粒との同時操作について検討を行なった。また，同容器による閉回路造粒システムのシミュレーションを行ない，操作条件とその可能性について検討を加えた。

Capillary Siphoning による固液分離

菊　川　正　之

固液分離操作において，界面沈降速度の小なる懸濁液や cake 比抵抗を増大せしめる粒子を含む懸濁液の分離はかなり困難な操作の一つである。本研究では，毛管束のcapillary siphoning効果を利用し，懸濁液界面の沈降と同時に液表面に形成されるわずかな清澄液を槽外に排液・分離する操作を考え，本操作において排液特性に及ぼす毛管束への懸濁粒子付着の影響について検討し，さらに粒子付着防止に関して，２，３の実験的検討を行った。

硫化亜鉛ペレットの酸化

近　藤　　敏

硫化亜鉛ペレットの酸化反応を熱天秤を用いて590℃～960℃で実験を行った。高温度では界面反応が起り，低温度ではペレット全域で反応が起り，実験条件により反応様式が変化した。これらの反応様式と構造モデルは定性的に一致し，構造モデルは比較的実際に近いモデルであることを確認した。構造モデルを基準にして未反応芯モデルの適合性を検討した結果，750℃以上の高温度であれば両モデルは一致した。

塩ビ重合缶のシミュレータ設計

清　水　　学

反応器内の状態量（温度など）が異常値を示すと暴走に至ることがある。異常発生から暴走に至るプロセスの遮断を目的とする操作の多くには人間が介入する。ここに，オペレータがその遮断操作に不馴れなときは，目的の達成は覚束ない。

本研究では，塩化ビニル重合における異常時のメカニズム解析から出発して計算機シミュレータを設計した。そのハイライトは塩ビ重合特有の自動加速効果（重合度の上昇に従って反応速度が上がる現象）をTalaminiの2相反応モデルを用いて表現した点にある。ただし，このモデルで採用される3個のパラメータは1 m³の反応缶による実験（日本ゼオン高岡工場に依頼した実験）から求めた。

蒸気爆発実験データの多変量解析

高　橋　久　雄

過去に行なわれた蒸気爆発のはげしさに関する要因実験では，あらゆる場合不明誤差は55%を超した。このような状況では適切な蒸気爆発防止技術をうみ出せない。

本研究では，まず実験装置構造と蒸気爆発の発生確率の関係を追求した。つぎに，爆発の発生しやすい条件下で種々の因子と爆発のはげしさの関係を追求する実験を行なった。この実験では，新たにエネルギー供給速度をも測定した。データの重回帰分析によれば，爆発のはげしさ評価についての不明誤差は著しく低下し，31～34%となった。

ここに，爆発発生確率の追求にはmxn分割法が採用され，重回帰分析における因子取り込みには，Fin-Fout法が用いられた。

また，エネルギー供給速度の測定のためのデジタル回路は自作した。

液体膜透過による銅(II)イオンの分離

鍋島　勝

金属イオンの液体膜透過における基礎的研究として，キャリヤーにバソクプロインを用いた場合の Cu^{2+} の抽出および逆抽出について，平衡ならびに速度論的に検討を行った。この結果，陰イオン種による分配比の違いが透過推進力として働いていることを，またキレート陽イオンによるイオン対生成反応の機構を明らかにすることができた。

〔電子工学専攻〕

V_2O_3の金属ー絶縁体転移とラマン散乱

岡本　篤

V_2O_3, $(V_{0.985}Cr_{0.015})_2O_3$ の高温転移近傍で，ラマンシフト及び散乱強度比I_{Eg}/I_{A1g} の温度依存性を観察した。ラマンシフトの温度依存性の実験結果について，C 軸方向の弾性定数を反映しているA_{1g}フォノンモードの周波数の温度依存性は，Zeiger のバンド交差モデルから計算されるC 軸方向の格子振動数の温度依存性と定性的に一致している。I_{Eg}/I_{A1g} の温度依存性の実験結果についても，バンド交差モデルから計算されるeg（兀）バンドの電子数と散乱強度を関連づけることで説明できる。従って我々の実験結果は，高温転移の機構について，Zeiger のバンド交差モデルで説明されるという事に１つの根拠を与える。

垂直磁化モード磁気記録の研究
ーCo-CrDCスパッタ膜の垂直記録特性ー

木下敏司

Co-Cr 膜を垂直磁化膜として用い，その作成条件と膜の組成，そして，その記録再生特性について述べた。膜は直流二極スパッタ法により作成した。その際Arガス圧は$1.5\sim2.0\times10^{-2}$torr が適切であった。またAES による測定により膜は約４at％の酸素が含まれていることが確められた。記録再生特性よりCo-Cr膜のC軸分散半値幅角$\Delta\theta_{50}$ が８°以上で再生電圧が大きく減衰することがわかった。

手書き文字パターンのストローク抽出

篠 川 敏 行

本論文は手書き文字のストローク抽出について述べた。まず，前処理として各種細線化法を比較検討し，Stefanelli & Rosenfeld の方法を本研究の目的に合うように改良して，入力文字を８連結細線化を行い，線素抽出法を適用した。このように処理された手書きひらがな文字よりTop down的にストロークを抽出した結果，94.9%の抽出率が得られた。

一マイコンによる音声認識

宮 本 聡

音声認識を広く実用するためには，装置を低価格化しなければならない。そこで，本論文では，８ビットのマイコンとゼロ・クロスイング・ディテクタ（ZCD），及びフォルマント周波数に対応した３つのバンドパスフィルタのみにより音声認識実験を行なった。限定語彙，特定話者の場合に97%の結果を得た。また，サンプリング・データの分散を考慮することにより認識率が上がることを示し，２段ダイナミック・プログラミング（DP）による連続語認識の実験も行なった。

スプレー法による$CuInS_2$膜の作製とその電気的・光学的特性

山 瀬 真 也

薄膜太陽電池用化合物半導体材料として $CuInS_2$ に着目し，その製作条件と膜の組成及び構造の関係をX線回折，EPMA，AES を用いて解析した。スプレー液中のCu，In，Sのモル比が１：0.6：2.4の場合にカルコパイライト構造（112）面の強い回折強度が得られた。光学的禁止帯幅は単結晶での値に近く約1.5eVであった。導電率の温度特性から活性化エネルギーの値は0.10～0.23eVの範囲で，Inの増加につれて大きくなる傾向を示した。

昭 和 58 年 3 月 発 行

富山県高岡市中川園町１の１

富山大学工学部紀要委員会

Contents

1. A Fast Algorithm for Generating All the Prime Implicants of Logical functions —Divide Method— ·····Hideo MATSUDA, Takashi MIYAGOSHI ····· 1

2. Iron-Loss Characteristic of Iron Core Having Nonliner Magnetization Curve due to Square-Wave Pulse Voltage ·····Akio YANASE, Masaaki SAKUI, Hiroshi FUJITA····· 10

3. Rearrangements of Azoxybenzene-4, 4'-dicarboxylic Acid ·····Ichiro SHIMAO·····20

4. On the phenomena in the reduction process of MnO and $MnFe_2O_4$ with carbon ·····Masao IKEDA and Kiyoshi TERAYAMA ·····24

5. On the Device of the Nonlinear Function Generator by using the μ-Computer ·····Hirofumi TAKASE, Takayuki NAKAGAWA·····29

6. On Using of the Personal Computer for the Elementally Problems on the Control Systems ····· Keizo OGAWA, Kogi UMEDA, Kimiko TACHI·····36 Hirofumi TAKASE, Takayuki NAKAGAWA

7. Kinetic Study of Oxidation of Zinc Sulfide Pellets I Analysis based on the Core Model ····· Satoshi KONDO, Shoji TAKATA, Shoichi HUSHIMA·····45 Setuko AKAKABE and Noduichi OHI

8. Kinetic Study of Oxidation of Zinc Sulfide Pellets II Analysis based on the Structural Model ·····Satoshi KONDO, Toyonobu MIYAMOTO, Setuko AKAKABE·····54 and Nobuichi OHI

9. Automization of ESCA measurement with Personal Computer (HP-85) ·····Izumi MIYAKE, Toyokazu TANBO, Chiei TATSUYAMA ·····64

10. One Study on the Variational Principle of Heat Conduction .....Yoshiyuki FURUYA ·····69

11. Application of Yu's Variational Method to Heat Conduction ·····Yoshiyuki FURUYA ·····76

12. A Model of 'Disparitions Brusques' As an Instability Driven by MHD Waves ·····Jun-ichi SAKAI and Ken-Ichi NISHIKAWA ·····80

13. Abstract of Master degree's thesis in 1982····· 92